

Substrukturen von Quarks und Leptonen sowie ihre Konsequenzen für die Theorie der schwachen Wechselwirkung

Dipl.-Phys. Gerd Mandelbaum

1981

SUBSTRUKTUREN VON QUARKS UND LEPTONEN SOWIE IHRE KONSEQUENZEN
FÜR DIE THEORIE DER SCHWACHEN WECHSELWIRKUNG

Dissertation der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von Dipl.-Phys. Gerd Mandelbaum
aus Nürnberg

München, den 17. September 1981.....



1. Gutachter: Prof. Dr. H. Fritsch

2. Gutachter: Prof. Dr. F. Wagner

Tag der mündlichen Prüfung: 30. November 1981

Zusammenfassung:

In dieser Arbeit wird zunächst ein Überblick über die möglichen Erweiterungen des sogenannten Standardmodells der starken und elektroschwachen Wechselwirkung gegeben. Daran schließt sich eine systematische Klassifikation von theoretischen Zugängen zu Substrukturmodellen von Quarks und Leptonen an, wobei u.a. ein eigenes Modell vorgestellt wird. Im Hauptteil dieser Arbeit wird gezeigt, wie sich unter der Annahme einer gemeinsamen Substruktur von Quarks, Leptonen und den Bosonen der schwachen Wechselwirkung eine verallgemeinerte Theorie der schwachen Wechselwirkung formulieren läßt, welche die Standardtheorie von Glashow, Salam und Weinberg als effektive Theorie im Grenzfall niedriger Energien enthält. Sowohl die theoretischen Unterschiede zum Standardmodell (insbesondere wird der Higgsmechanismus der spontanen Symmetriebrechung durch einen dynamischen Prozess ersetzt) als auch die experimentellen Konsequenzen werden ausgearbeitet und physikalisch diskutiert. Zum Abschluß werden einige der offenen Fragen im Zusammenhang mit Substrukturen besprochen.

INHALTSVERZEICHNIS

0. Einleitung
1. Überblick über Erweiterungen des Standardmodells
 - a) "Grand Unified Theories" und "Tribalgroup"-Ansätze
 - b) "Technicolor"-Theorien und "Extended Technicolor" Theorien
2. Klassifikation von Subquarkmodellen
3. Das Haplonmodell
 - a) Die Struktur b) Das Teilchenspektrum
4. Substrukturen und die Verallgemeinerung der Theorie der schwachen Wechselwirkung von Glashow, Salam und Weinberg
 - a) Globale Symmetrie und schwacher Isospin
 - b) Motivation und Idee
 - c) Die Lagrangedichte einer effektiven Theorie der schwachen Wechselwirkung
 - d) Der neutrale Strom
 - e) Massenrelationen
 - f) Der effektive Mischungswinkel $\sin^2\theta$
 - g) Multiboson und Kontinuumeffekte
 - h) Vergleich zur Glashow - Salam - Weinberg Theorie
5. Phänomenologie bei Substrukturen
 - a) Massenaufspaltung im Spektrum der gebundenen Zustände
 - b) Konsequenzen für die Beschleuniger-Physik
 - c) Neutrinomassen, Verletzung der Baryonenzahl
6. Offene Fragen bei Preonmodellen
 - a) Paritätsverletzung im Spektrum der gebundenen Zustände
 - b) g-2 Effekte
 - c) Das Familienproblem
 - d) Ausblick

0. EINLEITUNG

Die Beschreibung der Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen hat in den letzten Jahrzehnten im Rahmen der Elementarteilchenphysik zu einer Reihe phänomenologisch erfolgreicher Theorien geführt. So gelang es, die starke Wechselwirkung und das Spektrum der stark wechselwirkenden Teilchen (Hadronen) auf die Wechselwirkung von wenigen elementaren Objekten, den Quarks, zurückzuführen (QCD)¹⁾. Von diesen anscheinend für immer in den Hadronen eingeschlossenen Teilchen (Quark-Confinement), wurden bereits 5 verschiedene Sorten (flavors) experimentell entdeckt, mindestens eine weitere wird theoretisch erwartet.

Die Dynamik der starken Wechselwirkung wird durch eine nichtabelsche Eichtheorie, der sogenannten Farbgruppe $SU(3)_{\text{Color}}$ gegeben, unter der sich die Quarks nichttrivial transformieren (Tripletts bzw. Antitripletts). Eine Beschreibung der schwachen Wechselwirkung, die den Quarks und der 2. Gruppe von Elementarteilchen, den Leptonen gemeinsam ist, wurde zuerst durch die Fermitheorie versucht, wodurch u.a. eine befriedigende Behandlung des β -Zerfalls (V-A Theorie) möglich wurde. Leider führte diese Theorie bei Berechnung von Diagrammen in höherer Ordnung zum quadratischen Anwachsen von Wirkungsquerschnitten mit der Energie im Schwerpunktsystem (CMS), und damit zur Verletzung von Unitaritätsschranken im Rahmen der S-Matrix-Theorie. Wenn es aber keinen natürlichen cut-off in einer solchen Theorie gibt, der dies verhindert, ist sie physikalisch sinnlos. Erst in den wichtigen Arbeiten von S. Glashow, A. Salam und S. Weinberg²⁾ u.a. wurde ein Weg gezeigt, wie man eine einheitliche Formulierung von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung für Quarks und Leptonen erreicht: im Rahmen einer lokalen renormierbaren Eichtheorie mit der Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ und spontan gebrochener Symmetrie³⁾ (Higgsmechanismus) können alle bis jetzt vorliegenden Daten (meist bei niedrigen Energien), insbesondere die Existenz von neutralen Strömen, befriedigend erklärt werden. Durch den GIM⁴⁾ - Mechanismus konnte diese Theorie auch für die Quarks angewendet werden. Außerdem macht aber die Theorie von Glashow, Salam und Weinberg weitgehende Aussagen über die Struktur der schwachen Wechselwirkung bei hohen Energien ($E_{\text{CMS}} > 50 \text{ GeV}$). Sie sagt nicht nur die Existenz von schweren intermediären Bosonen (Masse der geladenen W-Bosonen: $\approx 78 \text{ GeV}$,

Masse des neutralen Z-Bosons: $\approx 89 \text{ GeV}$), sondern auch neutrale skalare Teilchen (Higgsteilchen) mit unbestimmter Masse voraus, die bei der Massengebung der Fermionen durch sogenannte Yukawakopplungen via Higgsmechanismus als physikalische Teilchen übrigbleiben. Diese wurden bisher nicht entdeckt. Wegen seiner Willkürlichkeit wurde der Higgsmechanismus zur Einführung der Fermionen- und intermediären Bosonmassen stark kritisiert, (viele freie Parameter, Wahl der Vakuumerwartungswerte), bis jetzt konnte aber noch kein befriedigender Ersatz gefunden werden. Neben den vielen freien Parametern im sogenannten Standardmodell der schwachen Wechselwirkung ist es auch die anwachsende Zahl von "elementaren" Objekten (bis jetzt: 3×2 Leptonen plus $3 \times 2 \times 3$ Quarks plus Antiteilchen, wobei das noch nicht entdeckte t Quark mitgezählt wurde), die eine Erweiterung der Standardtheorie nahelegt.

In dieser Arbeit soll nun zuerst im 1. Kapitel ein kurzer Überblick über mögliche Erweiterungen des Standardmodells dargelegt werden. Wie sich herausstellt, ist die Annahme einer weiteren gemeinsamen Substruktur von Quarks und Leptonen eine attraktive Möglichkeit für die Erweiterung der Standardtheorie, die unter Umständen für die nächste Generation von Beschleunigerexperimenten (pp , $p\bar{p}$ am CERN und e^+e^- Vernichtung bei hohen Energien am geplanten LEP Projekt am CERN) schon von "meßbarer Bedeutung" sein kann.

Im 2. Kapitel wird deshalb eine Klassifikation der theoretisch möglichen Zugänge zu dieser Gruppe von Theorien gegeben. Anhand dieser Klassifikation ist es für den Leser dann möglich, die auf diesem Gebiet existierende Literatur zu überblicken.

Den Hauptteil dieser Arbeit aber bilden die Kapitel 3, 4 und 5. In Kapitel 3 wird ein eigener Modellvorschlag für eine Substruktur von Quarks und Leptonen vorgestellt und physikalisch diskutiert.

In Kapitel 4 werden ausgehend von einer Substruktur die Grundlagen einer verallgemeinerten Theorie der schwachen Wechselwirkung ausgearbeitet; dabei erweist es sich als möglich, die experimentell erfolgreichen Aussagen des Standardmodells von Glashow, Salam und Weinberg bei niedrigen Energien, im Rahmen einer effektiven Theorie zu reproduzieren^{f1)}, jedoch erhält man

f1) Insbesondere gelingt es, den unbefriedigenden Higgsmechanismus zur (spontanen) Symmetriebrechung durch einen dynamischen Prozess zu ersetzen.

bei hohen Energien starke Abweichungen von den Vorhersagen der Standardtheorie. Diese theoretischen Unterschiede werden ebenfalls im Kapitel 4 diskutiert.

In Kapitel 5 schließlich werden die wichtigsten, experimentell zu erwartenden Diskrepanzen zwischen dem Standardmodell und der hier entwickelten Verallgemeinerung der Theorie der schwachen Wechselwirkung berechnet bzw. besprochen.

Den Abschluß der Arbeit bildet das Kapitel 6, in dem noch offene Fragen bei Substrukturmodellen behandelt werden.

1. ÜBERBLICK ÜBER ERWEITERUNGEN DES STANDARDMODELLS

Für das in der Einleitung skizzierte Standardmodell der starken und elektroschwachen Wechselwirkung basierend auf der Eichgruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ wurden in den letzten Jahren im wesentlichen folgende mögliche Erweiterungen vorgeschlagen.

a) Die "Grand Unified Theories" und "Tribalgroup" Ansätze

Das Programm der "Grand Unified Theories" (GUT's), das vor allem durch die hohe Zahl der freien Parameter in der Quantenflavordynamik motiviert wurde^{f2)}, besteht darin, die Eichgruppe der starken und elektroschwachen Wechselwirkung $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ in eine größere, einfache Liegruppe G so einzubetten, daß sie z.B. Darstellungen besitzt, die sich unter $SU(3)_C \times SU(2)_L$ wie folgt zerlegen:

$$(u, d, e, \nu) \rightarrow (3, 2) + 2(\bar{3}, 1) + (1, 2) + (1, 1)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \bar{u}_L, \bar{d}_L \quad \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \quad e^+_L$$

Es zeigt sich, daß dafür nur die Gruppen $SU(5)$ ⁵⁾ (Rang 4) $SO(10)$ ⁵⁾ (Rang 5) und die sogenannten exceptionellen Gruppen⁵⁾ (z.B. E_6) zur Verfügung stehen. Diese großen Gruppen sind dann bei genügend hohen Energien die eigentlichen Symmetriegruppen zur Beschreibung der Natur. Um die wichtigsten Eigenschaften dieser Klasse von Theorien aufzuzeigen, sollen zunächst die Grundzüge des kleinsten Modells $SU(5)$ zusammengestellt werden. Für Details sei auf die reiche Fachliteratur⁶⁾, sowie auf ein unveröffentlichtes Manuskript eines Vortrags des Autors über $SU(5)$ am Max-Planck-Institut für Physik in München im Februar 1980 verwiesen⁷⁾.

f2) 3 unabhängige Eichkopplungen $g_3(SU(3)_C)$, $g_2(SU(2)_L)$, $g_1(U(1)_Y)$, θ_W : Weinberg-Winkel, ≥ 2 Parameter für das Higgspotential, ≥ 10 Parameter für die Quarkmassen (≥ 6 Massen, ≥ 4 Winkel), ≥ 10 Parameter für die Leptonenmassen (reduziert auf 3 falls Neutrinomassen = 0).

Die Gruppe SU(5) erlaubt die Einbettung der Quarks und Leptonen einer Familie in den Darstellungen $\bar{5}$ und $(5 \times 5)_a = 10$. Diese zerfallen unter $SU(3)_C \times SU(2)$ wie folgt:

$$\bar{5} = (\bar{3}^c, 1) + (1, 2)$$

$$10 = (3^c, 2) + (\bar{3}^c, 1) + (1, 1)$$

$$\bar{5} = \begin{pmatrix} \bar{d}_R \\ \bar{d}_Y \\ \bar{d}_B \\ e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad 10 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}_B & -\bar{u}_Y & -u_R & -d_R \\ & 0 & \bar{u}_R & -u_Y & -d_Y \\ & & 0 & -u_B & -d_B \\ - & * & & 0 & e^+ \\ & & & & 0 \end{pmatrix}_L$$

Dabei arbeitet man nur mit linkshändigen Weylfeldern. Die 3 Familien werden durch Wiederholung dieser irreduziblen Darstellungen beschrieben (keine Familienquantenzahl!). Die elektrische Ladung wird quantisiert, da der Ladungsoperator ein Erzeuger ist, d.h. $\text{tr } Q(\bar{5}) = 0$. Daraus folgt sofort $Q_{\text{d-Quark}} = \frac{1}{3} Q_{\text{Elektron}}$.

Die SU(5) besitzt 24 Vektorbosonen, die sich wie folgt aufschlüsseln:

$$24 = (\bar{8}^c, 1) + (1^c, 3) + (1^c, 1) + (3^c, 2) + (\bar{3}^c, 2)$$

Gluonen
 $W^\pm, Z$
Bosonen
 γ
Photon
 $\begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}$
schwere Bosonen
 $\begin{pmatrix} \bar{X} \\ \bar{Y} \end{pmatrix}$
schwere Bosonen

Die adjungierte (reguläre) Darstellung von SU(5) zerfällt dabei in angegebener Weise. Besonders wichtig, sind die auftretenden schweren Bosonen X und Y ($M_{X,Y} \approx 10^{15}$ GeV), die zu Verletzungen der Baryonenzahl (und Leptonenzahl) führen^{f3)} und somit eine endliche Lebensdauer der Protonen

^{f3)} erhalten bleibt nur B-L

induzieren. Der Protonzerfall, der über Prozesse der Art in Fig. 1 erfolgt, führt auf eine Lebensdauer der Größe $\tau_p \approx 10^{32 \pm 1} \text{ yr}$ (Vergleiche dazu besonders: 8)).



Fig. 1: Protonzerfall via X-Boson

Die Symmetriebrechung in SU(5) geschieht auf komplizierte Weise durch spontane Symmetriebrechung in zwei Stufen:

$$\text{SU}(5) \xrightarrow[\substack{M_X, M_Y \\ \approx 10^{15} \text{ GeV}}]{\text{I}} \text{SU}(3)_C \times \text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y \xrightarrow[\substack{M_{W^\pm}, M_Z \\ \approx 10^2 \text{ GeV}}]{\text{II}} \text{SU}(3)_C \times \text{U}(1)_{\text{em}}$$

Die Brechung der Symmetrie in Stufe I erfolgt durch ein 24-plet von Skalaren, die in Stufe II durch ein 5-plet.

Die Vakuumerwartungswerte dabei sind im wesentlichen:

$$\langle \Phi \rangle = v \begin{pmatrix} 1 & & & & \\ & 1 & & & \\ & & 1 & & \\ & & & -3/2 & \\ & & & & -3/2 \end{pmatrix} \quad \langle H \rangle = \frac{v_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Die dabei jeweils massiv werdenden Eichbosonen und ihre Massen sind angegeben. Bei diesen Symmetriebrechungen bleiben sieben (bisher unentdeckte) massive Higgsteilchen übrig. Die stärkste Kritik an diesem Schema sind das komplizierte Higgsystem, ein extremes "Finetuning" der Parameter im Higgs-potential, um die Hierarchie der Massenskalen zu erhalten⁹⁾ ($\frac{M_W}{M_{X,Y}} = 10^{-13}!!$) sowie ein großer Energiebereich von 13 Zehnerpotenzen, über dem keine neue Physik zu erwarten wäre ("physikalische Wüste"). Die Quarks und Leptonen würden sich bis zu Energien nahe der Planckmasse ($M_{Pl} = 10^{19} \text{ GeV}$) punktförmig verhalten.

Diese Mängel bleiben auch bei Verwendung anderer Gruppen, z.B. SO(10), erhalten⁵⁾. Im Fall der SO(10) hat man

$$\text{SU}(10) \rightarrow \text{SU}(3)_C \times \text{SU}(2)_L \times \text{SU}(2)_R \rightarrow \text{SU}(3)_C \times \text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y.$$

$$16 = (3, 2, 1) + (1, 2, 1) + (\bar{3}, 1, 2) + (1, 1, 2)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \bar{u} \\ \bar{d} \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu \\ e^- \end{pmatrix}_R$$

Die Hierarchie der Symmetriebrechung wird also noch komplizierter, und man erhält ein rechtshändiges Neutrino, das wegen der V-A Struktur der schwachen Wechselwirkung bei niedrigen Energien entkoppeln müßte.

In allen diesen Modellen erhält man zwar im Symmetrielimit einige nützliche Massenrelationen zwischen Quarks und Leptonenmassen, die jedoch für die leichten Quarks, auch nach Einbeziehung von Renormierungseffekten, noch falsch bleiben. So findet man etwa

$$m_d/m_s = m_e/m_\mu \approx 1/200 \quad \frac{m_s}{m_b} = \frac{m_\mu}{m_\tau} \approx 1/17$$

Während die zweite Relation vernünftig erscheint, ist wegen $\frac{m_d}{m_s} \approx 1/20$ die erste Relation völlig falsch. Allgemein ist der Massensektor (Fermionenmassen durch komplizierte Yukawakopplungen) der schwächste Punkt dieser Art von Theorien (Vgl. 5, 6)). Die erfolgreichen Vorhersagen von SU(5) kommen insbesondere durch Renormierung von Aussagen im Symmetrielimit zustande, in dem alle drei Kopplungskonstanten einen gemeinsamen Wert besitzen ($\alpha(M_{\text{GUT}}) = 1/40$ mit $M_{\text{GUT}} \approx 10^{15}$ GeV, vergleiche 10)). Die Aufspaltung der Wechselwirkungen bei niedrigen Energien entsteht dann durch verschiedene β -Funktionen für die drei Kopplungskonstanten. (Vgl. 10)). Der Verlauf der Kopplungskonstanten $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ ist etwa wie in Fig. 2.

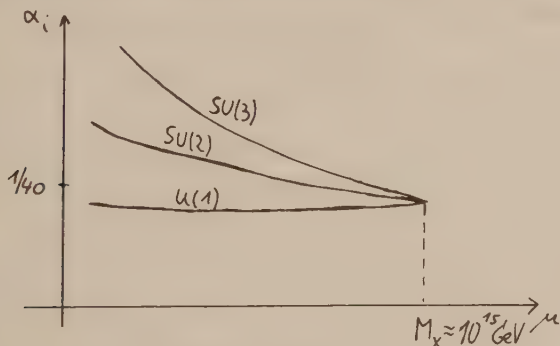


Fig. 2: Verlauf der Kopplungskonstanten

So sagt SU(5) für 6 Flavours eine b-Quark Masse von $m_b = 5,3 \text{ GeV}$ voraus (dabei $\Lambda_{\text{QCD}} = 300 \text{ MeV}$), was mit dem Experiment $m_b^{\text{exp}} = \frac{9.41}{2} \text{ GeV}$

"verträglich" ist. Auch der Weinbergwinkel wird mit

$$\sin^2 \theta_w(\mu) = \alpha(\mu)/\alpha_s(\mu) = e^2(\mu)/g_s^2(\mu)$$

bei $\mu = 10 \text{ GeV} \Rightarrow \sin^2 \theta_w = 0.19^{(6)}$ in der Nähe des experimentellen Wertes $\sin^2 \theta_w^{\text{exp}} = 0.22 \pm 0.02$ vorhergesagt. Trotz dieser Erfolge ist es aufgrund der oben besprochenen "unnatürlichen Eigenschaften" (zumindest der Higgssektor deutet auf die Unvollständigkeit des Modells hin) fraglich ob die Natur diese Alternative gewählt hat, wie sie durch das hier beschriebene SU(5) Modell vorgeschlagen wird.

Eine Erweiterung der "Grand Unified Theories" mit der Absicht, die Existenz von mindestens 3 Familien (Dubletts) von Quarks und Leptonen zu erklären, stellen die sogenannten "Tribalgroup"-ansätze dar. Dabei betrachtet man sehr große Liegruppen in die obige GUT's eingebettet werden, z.B. $SU(8)^{(11)}$, $SO(4n+2)^{(12)}$ $n \geq 3$.

Diese zerbrechen dann z.B. wie $SU(8) \rightarrow SU(5) \times SU(3)$ Familie, d.h. durch Symmetriebrechung wird eine GUT - Gruppe und eine sogenannte Familiengruppe (meist SU(3) oder SU(2)) erzeugt, wobei die niedrigen, nichttrivialen Darstellungen der Familiengruppe die 3 Freiheitsgrade der 3 Familien bedeuten. (Fundamentale Darstellung im Fall der SU(3) und Triplettdarstellung im Fall der SU(2).) Die Familien wären demnach ein geeichter Freiheitsgrad. Natürlich muß $SU(3)_{\text{Familie}}$ bei sehr hohen Energien gebrochen sein, da Prozesse wie $\mu \rightarrow e + \gamma$ nicht beobachtet wurden⁽⁴²⁾. Der große Nachteil bei Betrachtung solcher Gruppen (Gell-Mann et al.⁽¹²⁾ untersuchte z.B. u.a. $SO(22)$) ist eine hohe Anzahl von unerwünschten, nicht beobachteten Fermionen, die alle sehr massiv sein müßten.

Bisher konnte keine sogenannte "Tribalgroup" gefunden werden, die ein physikalisch sinnvolles Spektrum besitzt, ohne gleichzeitig z.B. solche Eigenschaften wie die asymptotische Freiheit der $SU(3)_C$ zu zerstören⁽¹³⁾. Die Modelle der "Tribalgroups" wurden teilweise mit einer Idee der dynamischen Symmetriebrechung kombiniert, die im nächsten Punkt besprochen wird.

b) "Technicolor" Theorien und "Extended Technicolor" Theorien

Um einen Ersatz für den unerwünschten Higgsmechanismus zur Symmetriebrechung zu finden, wurde von Susskind et. al. folgende Überlegung vorgeschlagen¹⁴⁾: Man nehme an, daß es keine elementaren Skalare gibt, sondern, daß das Higgsfeld ein gebundener Zustand aus 2 Fermionen ist, den sogenannten Techniquarks. Diese Techniquarks besitzen eine neue Quantenzahl, die Technifarbe (mit $\Lambda_{TC} = 1 \text{ TeV}$), unter denen die üblichen Quarks und Leptonen neutral sind. Die Eichgruppe in einer solchen Theorie wäre z.B. $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(N)_{\text{Technicolor}} \times U(1)_Y$. Der Teilcheninhalt pro Familie ist etwa:

$$q = (3, 2, 1) \quad l = (1, 2, 1), \quad Q_T = (1, 2, N)$$

Durch "Kondensation" (ähnlich dem spontanen Zusammenbruch der chiralen Symmetrie in QCD durch $\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$) würde $\langle \bar{Q}_T Q_T \rangle \neq 0$ die chirale $SU(n)_L \times SU(n)_R \supset SU(2)_L \times U(1)_Y$ spontan brechen (n Zahl der Techniquarkflavors hier $n = 2$). Die auftretenden $n^2 - 1$ masselosen Goldstonebosonen (Technipions) werden teilweise (3 Stück) von den longitudinalen Komponenten der Eichbosonen $W^\pm, Z$, absorbiert. Die verbleibenden sogenannten Pseudogoldstonebosonen erhalten (ähnlich wie Pionen in der QCD) durch explizite Brechung der chiralen Symmetrie (d.h. durch angeschaltete $SU(2)_L \times U(1)_Y$ oder explizite Techniquarkmassen) ihre Massen. Es bleibt nur ein massives skalares Teilchen (das Analog zum σ -Teilchen), das physikalische Higgsteilchen übrig, das aber jetzt aus einem Techniquark und einem Techniantiquark besteht.

Die $W^\pm$ und Z Teilchen erhalten ihre Massen dynamisch durch Mixingprozesse mit den Technipions als Strahlungskorrekturen. Das große Problem in diesen Theorien jedoch, sind die Fermionenmassen. In den Yukawakopplungen waren die Fermionen bilinear an den Vakuumerwartungswert gekoppelt; ahmt man diese Kopplungen in den "Technicolor"-Theorien nach, kommt man zu 4-Fermikopplungen, die nichtrenormierbar waren. Ein möglicher Ausweg wurde durch die sogenannten "Extended Technicolor"-Theorien (ETC) vorgeschlagen (u.a. von S. Dimopoulos, L. Susskind¹⁵⁾, M. Peskin, P. Sikivie¹⁶⁾).

Dabei wurden z.B. Techniquarks und gewöhnliche Quarks in eine gemeinsame Darstellung einer höheren ETC-Gruppe eingebettet (z.B. $SU(3)_{ETC} \rightarrow SU(2)_{TC}$). Ist die ETC-Symmetrie bei hohen Energien gebrochen, so gibt es massive Bosonen "E", die Übergänge zwischen Quarks und Techniquarks erlauben. Die Quarks

erhalten dann Massenterme durch Diagramme der Art in Fig. 3:



Fig. 3: Massendiagramm für Quarks

Dabei zeigt der Kreis die Kondensation von $\langle \bar{Q}Q \rangle \neq 0$ an. Die Leptonenmassen funktionieren ähnlich.

Leider haben aber alle bisher studierten Theorien dieser Art, die Eigenschaft, über Graphen höherer Ordnung zu unannehmbar großen, die Strangeness ändernden, neutralen Strömen zu führen (vgl. 17)).

Selbst wenn sich dieses Problem als lösbar erweist und ein passender Tumbling¹⁸⁾-Mechanismus gefunden wird (d.h. die Techniquarks ihrerseits ihre Massen durch Prozesse der obigen Art erhalten, usw.) bleibt die Idee der Technicolor unbefriedigend, da Quarks und Leptonen bis zu hohen Energien punktförmig bleiben, und sich das Spektrum der Techniteilchen nur zum Zwecke der Massengebung stark aufbläht.

2. KLASSIFIKATION VON SUBQUARKMODELLEN

Nachdem sowohl die "Grand Unified Theories" als auch die "Technicolor"-Idee zu unbefriedigenden Erweiterungen des Standardmodells führen, soll jetzt eine weitere Möglichkeit besprochen werden.

Man macht dabei die Annahme, daß Quarks, Leptonen und manchmal auch ein Teil der Bosonen aus gemeinsamen Konstituenten bestehen. Die bis jetzt formulierte Standardtheorie muß sich dann als effektive Theorie der gebundenen Zustände dieser Subteilchen ergeben. Die bisher vorgeschlagenen Namen für diese Subkonstituenten sind sehr vielfältig, u.a. Preons, Rishons, Prequarks, Urquarks, Metaquarks, Genons, Chromons, Flavons, Spinons, Alphons, Betons, Ternons, Gleeks, Haplons usw.; die dazu erschienene Literatur ist recht umfangreich. Deshalb soll hier eine Klassifikation von möglichen Zugängen zu Substrukturen von Quarks und Leptonen gegeben werden.

Alle vom Autor untersuchten Subquarkmodelle lassen sich prinzipiell in 2 Kategorien einteilen; in solche, in denen sowohl Quarks, Leptonen als auch ein Teil der Eichbosonen aus denselben Konstituenten (Preonen) bestehen, und andere in denen Quarks und Leptonen zusammengesetzte Objekte sind, die Eichbosonen (des Standardmodells) jedoch elementar bleiben.

Zunächst zu der Gruppe von Theorien mit punktförmigen Eichfeldern. Es soll also angenommen werden, daß die Preonen zumindest die bekannten $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ Wechselwirkungen besitzen.

Ein Beispiel dieser Kategorie ist das Modell von Terazawa¹⁹⁾, in dem die Attribute der Farbe, des Flavors (up und down) und der Familie einfach einzeln auf Preonen übertragen werden also z.B. rotes u Quark = (rotes "Chromon", up "Flavon", 1. "Familon"). Für weitere Modelle dieser Art vergleiche (20). Die Bosonen bleiben in allen Modellen elementar. Allgemein liegt folgender Ansatz nahe. Man betrachte ein Produkt von einer Flavor-Gruppe der Preonen $G_{\text{preon}}^{\text{flavor}}$ und einer Bindungsgruppe der Preonen $G_{\text{preon}}^{\text{binding}}$, wobei $G_{\text{preon}}^{\text{flavor}} \supset SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Die Preonen transformieren dabei z.B. unter den fundamentalen Darstellungen von $G_{\text{preon}}^{\text{flavor}} \times G_{\text{preon}}^{\text{binding}}$, also z.B. $G_{\text{preon}}^{\text{flavor}} = SU(n)$, $G_{\text{preon}}^{\text{binding}} = SU(m)$, Preonen = (n,m). Die Flavorgruppe der Preonen muß dabei nicht vollständig geeicht sein^{f4)}. Die Quarks und Leptonen (Singlets unter $G_{\text{preon}}^{\text{binding}}$) transformieren sich dann in höher dimensionalen Darstellungen von $G_{\text{preon}}^{\text{flavor}}$. Meist erhält man aber sehr viel mehr gebundene Zustände als nur die erwünschten Quarks und Leptonen. Man muß annehmen, daß die nicht erwünschten Zustände sehr massiv sind.

Weiterhin besteht ein Problem darin zu erreichen, daß

α) sowohl die unterliegende Theorie der Preonen als auch die effektive Theorie der gebundenen Zustände eine lokale renormierbare Eichtheorie

f4) Vollständige Eichung von $G_{\text{preon}}^{\text{flavor}}$ und "Vernachlässigung" von $G_{\text{preon}}^{\text{binding}}$ führt auf das "Tribalgroup"-Konzept. Quarks und Leptonen hätten dann Radius $< (10^{14} \text{ GeV})^{-1}$, vgl. 11)

bildet^{f5)}. Dafür notwendig ist insbesondere, daß die gebundenen Zustände unter der geeichten Untergruppe von $G_{\text{flavor}}^{\text{flavor}}$ $G_{\text{preon}}^{\text{preon}}$ anomaliefrei sind.

β) die Massen der bekannten Quarks und Leptonen viel kleiner sind als ihr inverser Radius^{f5)} ($\approx$ Confinement-Länge von $G_{\text{preon}}^{\text{binding}}$). Bisher gibt es kein realistisches Modell, das zwingend die Bedingungen α) und β) erfüllt.

Die 2. Klasse von Modellen, d.h. diejenige, in der die Eichbosonen zusammengesetzt sind, läßt eine Einteilung in 2 charakteristische Ansätze zu.

I. Beibehaltung der Flavorquantenzahl auf Preonniveau.

Ein typisches Beispiel dieser Art ist das Modell von Greenberg und Sucher²³⁾.

Der Preonensatz besteht aus 2 Flavons (F_u, F_d) mit Spin 1/2 (4-komponentige Diracfelder) mit elektrischer Ladung $Q = (2/3, -1/3)$, 3 Chromons

$C = (C_1, C_2, C_3)$ mit $Q = 0$ und Spin 0 und einem Leptoskalar mit Ladung 2/3 und Spin 0. Alle Preonen sind noch N-dimensionale Darstellungen einer Bindungsgruppe $SU(N)_S$, d.h. die Preonen bilden eine lokale Eichtheorie mit

$H_{\text{lokal}} = SU(3)_C \times SU(N)_S$. Die erste Familie der Quarks und Leptonen besteht somit aus

$$\begin{aligned} \nu_e &= (F_u, \bar{S}) & e^- &= (F_d, \bar{S}) \\ u &= (F_u, \bar{C}) & d &= (F_d, \bar{C}). \end{aligned}$$

Um die Theorie der schwachen Wechselwirkung auf dem Niveau der gebundenen Zustände zu reproduzieren, stellt man zunächst fest, daß die Preon-Lagrangedichte bei verschwindenden Massen für die Flavons eine globale Symmetrie

$G = SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ besitzt. Diese verwendet man, um die zunächst massenlosen, gebundenen Zustände ($SU(N)_S$ -Singlets) zu klassifizieren. Man macht dann die Annahme, daß diese globale Symmetrie der gebundenen Zustände

durch die zusammengesetzten Feldoperatoren $W_{L\mu}^i = \bar{F}_L \gamma_\mu \tau^i F_L$ ($i = 1, 2, 3$ und $\bar{F} \gamma_\mu F$ (analog für die rechtshändigen τ^i sind die Paulimatrizen), für die Bosonen der schwachen Wechselwirkung zu einer effektiven, lokalen, renormierbaren Eichtheorie mit G als lokaler

^{f5)} M. Veltman glaubt, eine hinreichende Bedingung zur Erfüllung von α) gefunden zu haben vgl. dazu 21). Eine Erklärung der kleinen Quark- und Leptonenmassen als Folge einer (fast) ungebrochenen chiralen Symmetrie wurde von t'Hooft diskutiert (vgl. 22)).

Eichgruppe bei niedrigen Energien wird (vgl. f5)). Diese Eichgruppe wird nun durch passend konstruierte aus Preonen zusammengesetzte Higgsfelder spontan gebrochen, wodurch die Eichfelder und die gebundenen Zustände massiv werden. Der Higgsmechanismus entscheidet sozusagen, für welche gebundenen Zustände die chirale Symmetrie zusammenbricht und wie massiv sie damit werden. Man hofft, daß dies schwächer geschieht als in der QCD, (wo $m_{\text{Hadronen}} \approx \Lambda_C$) sodaß $m_{\text{Quarks, Leptonen}} \ll \Lambda_{\text{subcolor}}$. Vorteile dieses Modells sind sowohl die einfache Struktur der Quarks, Leptonen und W-Bosonen (2 Konstituenten) als auch die Vermeidung von Spin 3/2-Zuständen. Hauptprobleme dagegen sind die obige Annahme und die Beibehaltung des Higgsmechanismus (wenn auch in zusammengesetzter Form)

II. Aufgabe der Flavorquantenzahl auf Preonniveau

Ein sehr elegantes Beispiel dieser Art stammt von H. Harari und N. Seiberg²⁴⁾, das sogenannte Rishon-Modell.

Der Satz der Rishons (2-komponentige Weylfelder) besteht aus masselosen Spin 1/2 Teilchen, die eine lokale, renormierbare Eichtheorie mit der lokalen Eichgruppe $SU(3)_C \times SU(3)_{HC}$ (HC = Hypercolor, welche die Rishons bindet) bilden und sich wie folgt transformieren.

$T = (3, 3), V = (\bar{3}, 3), \bar{T} = (\bar{3}, \bar{3}), \bar{V} = (3, \bar{3}), Q_T = 1/3, Q_V = 0$. Man beachte, daß keine Flavorgruppe auf Rishonniveau auftritt. Fordert man $\Lambda_C \ll \Lambda_{HC}$ für die "Confinement-Längen" der obigen Gruppen, so beobachtet man bei gegenwärtigen Energien nur $SU(3)_{HC}$ Singlets. Allgemein erhält man die Tabelle 1 der gebundenen Zustände

		$SU(3)_{HC}$			
		1	3	$\bar{3}$	1
$SU(3)_C$	$B-L$				
	R	1	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	-1
1	1	TTT e^+	$TT\bar{V}$ Hyperleptons	$T\bar{V}\bar{V}$	$\bar{V}\bar{V}\bar{V}$ $\bar{\nu}_e$
3	$\frac{1}{3}$	TTV u	$TT\bar{T}$ $T\bar{V}\bar{V}$ Hyperquarks	$\bar{V}T\bar{T}$ $\bar{V}\bar{V}\bar{V}$	$\bar{V}\bar{V}\bar{T}$ d
$\bar{3}$	$-\frac{1}{3}$	$T\bar{V}\bar{V}$ $\bar{d}$	$\bar{V}T\bar{T}$ $\bar{V}\bar{V}\bar{V}$	$\bar{T}T\bar{T}$ $\bar{T}\bar{V}\bar{V}$	$\bar{V}\bar{T}\bar{T}$ $\bar{u}$
1	-1	VVV ν_e	$V\bar{V}\bar{T}$ Hyperleptons	$V\bar{T}\bar{T}$	$\bar{T}\bar{T}\bar{T}$ e^-

Tabelle 1: Gebundene Zustände im Rishonmodell der 1. Familie (aus 24)).

R ist dabei ein Drittel der Zahl an Rishons im gebundenen Zustand, also $R = \frac{1}{3} (n_T + n_V)$. Die Zustände aus 3 Rishons, welche Singlets unter $SU(3)_{HC}$ sind, sind genau die Quarks und Leptonen der 1. Familie. Dabei betrachtet man nur die Colorsinglets und -tripletts als leicht verglichen mit Λ_{HC} (allgemein: $3 \times 3 \times 3 = 10 + 8 + 8 + 1$ und $3 \times 3 \times \bar{3} = 15 + 3 + 3 + \bar{6}$). Höhere Familien bestehen aus 5 Rishonzuständen. Natürlich gibt es auch viele exotische Zustände, die z.B. Tripletts unter $SU(3)_{HC}$ sind (z.B. $TT\bar{V}$ oder $TT\bar{T}$). Man hofft, daß die aus ihnen gebildeten HC-Singlets entsprechend schwer sind ($Masse \approx \Lambda_{HC}$). Zur Wiedergewinnung der schwachen Wechselwirkung als effektive Wechselwirkung zwischen zusammengesetzten Objekten benutzt man die Tatsache, daß die effektive Lagrangedichte dieser Objekte eine versteckte globale Symmetrie besitzt ($G_{global} = SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$). Diese effektive Symmetrie auf dem Niveau der gebundenen Zustände erkennt man wie folgt. In Tabelle 1 haben die $R = 1$ Teilchen dieselben Wechselwirkungen, wie das entsprechende $R = -1$ Teilchen und dasselbe B-L (etwa TTT und $\bar{V}\bar{V}\bar{V}$).

Man kann damit dann effektive Operatoren definieren, welche $e^+ \rightarrow \bar{\nu}_e$, $u \rightarrow d$, $\bar{d} \rightarrow \bar{u}$ und $\nu \rightarrow e^-$ transformieren. Diese bilden zusammen mit $\frac{1}{2} R$ eine $SU(2)$ Algebra. Dabei war auf Rishonniveau nur $U(1)_R \times U(1)_{B-L}$ als globale Symmetrie vorhanden. Die übrige Symmetrie ist effektiv auf dem Niveau der gebundenen Zustände entstanden. Von dieser globalen Symmetrie nimmt man wieder an (vgl. f5), daß sie durch die zusammengesetzten Bosonen der schwachen Wechselwirkung (hier z.B. $W^+ = (TTT\bar{V}\bar{V})$) bei niedrigen Energien ($E \ll \Lambda_{HC}$) zu einer lokalen, renormierbaren Eichtheorie wird. Die Brechung der G_{lokal} erfolgt spontan durch passende Higgsysteme. Unnatürlich im Rishonschema sind vor allem die komplizierten W- und Z-bosonen (bestehend aus 6 Rishons), als auch das Auftreten einer Massenhierarchie auf Rishonniveau ($\Lambda_C \ll \Lambda_{HC}$) bei der "gleichen" Gruppe $SU(3)$. Man sieht an diesem Beispiel sehr gut, falls man die Substruktur zu minimal wählt, die zusammengesetzten Objekte sehr kompliziert werden müssen, um die beobachtete Vielfalt auf Quark-Lepton Niveau zu reproduzieren.

Auch für die Modelle mit zusammengesetzten Bosonfeldern gilt die Bemerkung, daß die oben formulierten Bedingungen $\alpha)$ und $\beta)$ nicht zwingend erfüllt werden, sondern deren Gültigkeit implizit angenommen wird.

Die hier vorgestellte Klassifikation erfasst nicht sogenannte "exotische Modelle", die etwa nur noch abelsche Gruppen auf Preonniveau betrachtet, (auch $SU(3)_C$ auf Preonniveau wird aufgegeben)²⁵⁾ oder versucht, die Gravitationswechselwirkung einzubeziehen²⁶⁾²⁷⁾.

3. DAS HAPLONMODELL

Angeregt durch das Studium der in Kapitel 2 klassifizierten Modelle von Substrukturen der Quarks und Leptonen, hat der Autor (zusammen mit H. Fritzsch) ein neues, besonders einfaches Modell für gemeinsame Konstituenten von Quarks und Leptonen und den Bosonen der schwachen Wechselwirkung vorgeschlagen²⁸⁾.

a) Die Struktur

Die zugrundeliegende Philosophie für die Suche war etwa wie folgt. Auf Preonniveau soll es nur ungebrochene lokale Eichsymmetrien geben. Als Eichgruppe wurde dabei die Gruppe $H_{\text{lokal}} = SU(3)_C \times U(1)_{\text{em}} \times G_H$ gewählt, wobei G_H (z.B. $SU(n)$ mit $n = 4$) die Bindungsgruppe der gemeinsamen Konstituenten von Quarks und Leptonen ist^{f6)}. Diese Bausteine der nächsten Stufe von Materie erhielten, gemäß einem Vorschlag von Prof. M. Gell-Mann und Dr. S. Dimopoulos, den Namen Haplons (aus den Griechischen "haplos" = einfach). Für diese werden 2 Spin-1/2 Fermionen α und β und 2 Skalare x und y gewählt. Sie tragen sowohl Farbe, elektrische Ladung als auch eine neue Quantenzahl H , die zur Bindungsgruppe $G_H (= SU(n)_H \text{ oder } U(1)_{\text{magnetisch}})$ gehört. Die Quantenzahlen sind wie folgt:

	Color	El. Ladung	Spin		H
α	3	$-1/2$	$1/2$	n	1
β	3	$+1/2$	$1/2$	n	1
x	3	$-1/6$	0	$\bar{n}$	-1
y	$\bar{3}$	$+1/2$	0	$\bar{n}$	-1

Tabelle 2: Quantenzahlen der Haplon

f6) An eine magnetische Bindung (Konstituenten als magnetische Monopole) wäre u.U. auch zu denken ($G_H = U(1)_{\text{magnetisch}}$).

Die Bindungsgruppe G_H führt zu einem "Confinement" für die Haplons mit einer Confinement-Länge Λ_H , die zwischen 100 und 200 GeV liegen soll. (Zur Begründung vgl. Kapitel 4, Abschnitt a) und d)). Dies bedeutet, daß man bei Energien unterhalb Λ_H nur G_H - Singlets beobachtet (ähnlich QCD mit $\Lambda_C \approx 0,5 \text{ GeV}$). Die Dynamik der Haplons heißt Quantenhaplondynamik (QHD)

b) Das Teilchenspektrum

Untersucht man die gebundenen Zustände, die sich unter der Bedingung, ein G_H Singlet zu sein, bilden lassen, so findet man unter den einfachsten "mesonischen" Zuständen aus 2 Haplons die 1. Familie von Quarks und Leptonen wie folgt

$$u = (\bar{\alpha} \bar{x})_3$$

$$\nu_e = (\bar{\alpha} \bar{y})_1$$

$$d = (\bar{\beta} \bar{x})_3$$

$$e^- = (\bar{\beta} \bar{y})_1$$

(die Ziffern an den Klammern bezeichnen dabei die $SU(3)_C$ Quantenzahl). Das Problem der anderen Familien, soll erst später diskutiert werden. Vergleiche dazu Kapitel 6 Abschnitt c). Man beachte, daß das Neutrino das einzige Objekt ist, welches ein vollständiges Singlet sowohl unter elektrischer Ladung, Color-ladung als auch Hypercolor-ladung ist.

Weitere gebundene Zustände sind

$$(\bar{\alpha} \bar{x})_{\bar{6}}$$

$$(\bar{\alpha} \bar{y})_8$$

mit Spin 1/2

$$(\bar{\beta} \bar{x})_{\bar{6}}$$

$$(\bar{\beta} \bar{y})_8$$

Diese "exotischen" Sextetts und Oktetts, verhalten sich im wesentlichen wie schwere Quarks. Ihre phänomenologischen Eigenschaften (Massen, Beitrag, zu meßbaren Prozessen) werden u.a. in Kapitel 5 besprochen. Die Bosonen ^{f7), f8)} der schwachen Wechselwirkung konstruiert man aus den Spin 1 Zuständen $(\bar{\alpha} \alpha)_1$, $(\bar{\beta} \beta)_1$, $(\bar{\alpha} \beta)_4$ und $(\alpha \bar{\beta})_4$ (siehe später). Die schwache Wechselwirkung ist also im Haplonmodell eine effektive Wechselwirkung zwischen zusammengesetzten Objekten. Es ist damit ein Modell der Kategorie 2.

f7) Hier nur Flavoranteil

f8) Die Spin 1 Zustände aus Skalaren (P-Welle) werden nicht betrachtet.

Natürlich gibt es auch bei den Spin 1 Bosonen exotische Zustände. Diese sind $(\bar{\alpha}\beta)_8$, $(\alpha\bar{\beta})_8$, $(\bar{\alpha}\alpha)_8$ und $(\bar{\beta}\beta)_8$. Ebenso wie die Spin 0 Bosonen $(\times\bar{y})_{\bar{3}}$, $(\times\bar{y})_6$, $(\bar{x}y)_3$, $(\bar{x}y)_{\bar{6}}$, $(\bar{x}x)_1$, $(\bar{x}x)_8$, $(y\bar{y})_1$ und $(y\bar{y})_8$ verursachen sie keine phänomenologischen Probleme (vgl. Kapitel 5 Abschnitt a)). Dagegen ist es notwendig anzunehmen, daß die Spin 0 Zustände $(\bar{\alpha}\alpha)_1$, $(\bar{\alpha}\beta)_1$, $(\bar{\beta}\alpha)_1$ und $(\bar{\beta}\beta)_1$ entweder abwesend oder sehr schwer sind, da sie zu nichtbeobachteten skalaren oder pseudoskalaren schwachen Wechselwirkungen führen würden. Dies steht im Gegensatz zur Erfahrung in der QCD, wo z.B. die Pionen sehr leicht sind. Möglicherweise liegt die Ursache für die Abwesenheit dieser Zustände hier im Zusammenbruch der Parität im Spektrum der gebundenen Zustände, verursacht durch G_H (vergleiche hierzu Kapitel 6 Abschnitt a)), während $SU(3)_C$ die Parität nicht verletzt.

4. SUBSTRUKTUREN UND DIE VERALLGEMEINERUNG DER THEORIE DER SCHWACHEN WECHSELWIRKUNG VON GLASHOW, SALAM UND WEINBERG

a) Globale Symmetrie und schwacher Isospin

Betrachtet man die Lagrangedichte L_{Haplon} für zunächst masselose Haplonen und denkt sich ferner die elektromagnetische Wechselwirkung abgestellt, so besitzt diese eine nichtabelsche globale $SU(2)_L \times SU(2)_R \times SU(2)$ Flavorsymmetrie^{f9)}. An dieser Stelle kann man den chiralen Anteil $SU(2)_L \times SU(2)_R$ wieder verwenden, um die vorerst masselosen gebundenen Zustände der Quarks und Leptonen etc. zu klassifizieren, durch zusammengesetzte Bosonen der schwachen Wechselwirkung zu eichen und diese lokale Symmetrie dann durch passend konstruierte Higgssysteme spontan zu brechen^{f10)} (vgl. 23). Auf diese Weise erhält man nach spontaner Brechung der Parität ähnlich wie im Standardmodell $U(1)_{\text{em}}$. Der schwache Isospin (3. Komponente von $SU(2)_L \times SU(2)_R$) der Quarks und Leptonen ist in diesem Fall eine lokale Quantenzahl.

f9) die verschiedenen $U(1)$ Symmetrien wurden nicht explizit aufgeführt.

f10) $U(1)_{\text{em}}$ wäre dann auf Haplonniveau nicht geeicht.

Man steht dann aber wieder vor dem Problem, für die gebundenen Zustände bei niedrigen Energien einen effektiven, renormierbaren Lagrangian L_{eff} zu begründen (vgl. f5)). Um diese Schwierigkeit zu vermeiden, wird hier ein anderer Weg vorgeschlagen.

b) Motivation und Idee²⁸⁾

Die lokale Eichgruppe der Haplons soll die ungebrochene $SU(3)_C \times U(1)_{\text{em}} \times G_H$ sein. Die masselosen gebundenen Zustände haben wie L_{Haplon} eine globale $SU(2)$ Symmetrie, die mit dem schwachen Isospin identifiziert wird^{f11)}. Diese globale Symmetrie des schwachen Isospins wird dynamisch durch Anschalten der elektromagnetischen Wechselwirkung gebrochen (explizit auch durch kleine Massen für α und β bzw. Quark- und Leptonenmassen). Diese Schlussfolgerung bedeutet, daß man keinen Higgsmechanismus braucht, um die $SU(2)$ Symmetrie zu brechen. Die Massen der Quarks, Leptonen und der neutralen schwachen Spin 1 Bosonen $W_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{\alpha}\alpha - \bar{\beta}\beta)$ (3. Komponente des $SU(2)$ Triplets) sowie $W_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{\alpha}\alpha + \bar{\beta}\beta)$ ($SU(2)$ -singlet) entstehen ebenfalls dynamisch durch G_H - Bindungseffekte und explizite Haplonmassen. Die bis hierher beschriebene Situation erinnert nun sehr stark an die Verhältnisse der starken Wechselwirkung in den sechziger Jahren, wo man eine effektive starke Wechselwirkung, z.B. bei der ρ -Nukleonkopplung betrachtete. Man beschrieb die Wechselwirkung durch einen effektiven Lagrangian mit einer globalen $SU(2)$ (dort starker Isospin). Diese effektive Theorie gilt nur, solange man von der Substruktur der Quarks und Leptonen "nichts spürt". Es gibt einen natürlichen cut-off μ , der durch den endlichen Radius der Nukleonen bestimmt ist. Ab einer bestimmten Energie, ($\mu \approx 1 \text{ GeV}$) geht man zur Beschreibung der starken Wechselwirkung besser in die renormierbare Theorie der Konstituenten (QCD) über. Dieser Übergang wird bekanntlich durch die sogenannten "Dualitäts-Diagramme" dargestellt. Es drängt sich nun der Schluß förmlich auf, daß die Situation bei der schwachen Wechselwirkung völlig analog ist. (Obwohl natürlich die in Abschnitt a) formulierte Alternative auch möglich ist).

f11) Im weiteren soll nur $SU(2)_L$ betrachtet werden. Die rechtshändigen Quarks und Leptonen werden entweder anders gebaut, oder die $SU(2)_R$ wird dynamisch gebrochen. Vgl. dazu Abschnitt über Paritätsverletzung in Kapitel 6. Die $SU(2)$ der Skalare wird durch Skalarmassenterme explizit auf Haplonniveau gebrochen. Vgl. dazu Kapitel 5 Abschnitt a).

Die Quarks und Leptonen sind demnach zusammengesetzte Objekte (hier aus Haplons, jedoch sind die vorgetragenen Überlegungen weitgehend unabhängig vom Modell. Für andere Schemata vgl. 23) und 31)) zwischen denen es eine effektive Wechselwirkung gibt, die durch, ebenfalls aus Subkonstituenten gebaute Spin 1 Bosonen, vermittelt wird. Ein typischer Prozess der schwachen Wechselwirkung $\nu_e + d \rightarrow e^- + u$ wird dann wieder durch ein "Dualitäts-Diagramm" dargestellt (z.B. im Haplonmodell siehe Fig. 4).

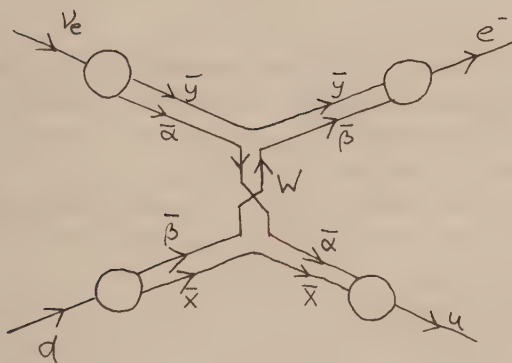


Fig. 4: Der Prozess $\nu_e + d \rightarrow e^- + u$

Der effektive Vertex von W Bosonen und Fermionen wird dabei durch eine effektive Kopplungskonstante g beschrieben, wobei analog zur p -Nukleonphysik $g \approx 1$ erwartet wird²⁸⁾. Natürlich ergeben sich nun ein Katalog von Fragen, die den Zusammenhang zu der bei niedrigen Energien so erfolgreichen Standardtheorie der schwachen Wechselwirkung von Glashow, Salam und Weinberg betreffen. Sie sollen jetzt zusammengestellt und dann nachfolgend Punkt für Punkt beantwortet werden:

- α) Wie sieht die effektive Lagrangedichte für die jetzt effektive schwache Wechselwirkung aus, die bei Energien $\leq \Lambda_H$ gültig ist?

- β) Ist diese in der Lage, alle experimentell erfolgreich getesteten Vorhersagen des Standardmodells (etwa das Auftreten von neutralen Strömen) zu reproduzieren?
- γ) Wie sehen die Massenrelationen der schwachen Bosonen aus? Warum ist die schwache Wechselwirkung bei niedrigen Energien so schwach, obwohl $g \approx 1$?
- δ) Woher kommt das Mixing zwischen schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung? läßt sich $\sin^2 \theta_W$ berechnen?
- ε) Welche prinzipiellen, theoretischen Unterschiede treten zwischen dieser Verallgemeinerung der schwachen Wechselwirkung und dem Standardmodell auf?
- c) Die Lagrangedichte einer effektiven Theorie der schwachen Wechselwirkung. Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, soll jetzt versucht werden, für die schwache Wechselwirkung eine effektive Lagrangedichte zu formulieren, die alle beobachteten Phänomene bei niedrigen Energien $E \ll \Lambda_H$ richtig beschreibt, also bei Energien, wo sich Quarks, Leptonen und Bosonen annähernd als punktförmige Teilchen mit lokalen Kopplungen verhalten. Motiviert durch Arbeiten von J. Bjorken²⁹⁾ und P. Hung, J.J. Sakurai³⁰⁾, die bereits Mitte 1978 eine verallgemeinerte Beschreibung der schwachen Wechselwirkung ohne Eichtheorien versuchten, ohne jedoch dies mit dem Gedanken einer definitiven Substruktur von Quarks und Leptonen zu verknüpfen, soll folgender Ansatz gemacht werden:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}} = & -\frac{1}{4} \tilde{F}_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{2} m_W^2 W_\mu^a W^{a\mu} \\ & + g_0 J_\mu^a W^{a\mu} + e_0 J_{\text{em}}^\mu \tilde{A}_\mu - \frac{1}{4} \lambda_0 (\tilde{F}_{\mu\nu} W_3^{\mu\nu} + \\ & W_{\mu\nu}^3 \tilde{F}^{\mu\nu}) + \mathcal{L}_{\text{frei}} \end{aligned}$$

wobei $a = 1, 2, 3$ (die 0 an den Kopplungskonstanten und Massen bedeutet die Verwendung von unrenormierten Größen)

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a$$

$$\tilde{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu \tilde{A}_\nu - \partial_\nu \tilde{A}_\mu$$

$$J_{em}^\mu = \sum_F \bar{F} \gamma^\mu Q F; \quad Q \text{ Ladungsmatrix der Fermionen} \\ (\text{in Einheiten von } e > 0)$$

$$J^{\mu a} = \sum_F \bar{F}_L \gamma^\mu \frac{\tau^a}{2} F_L \quad F_L = \frac{(1-\gamma_5)}{2} F$$

und

$$F_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ s \cos \theta_c - d \sin \theta_c \end{pmatrix}_L$$

usw.^{f12)}.

Die einzelnen Terme im Lagrangian haben folgende Bedeutung. Der erste Term beschreibt die freie Lagrangedichte des elektromagnetischen Feldes, der zweite die der drei Spin 1 Bosonen der schwachen Wechselwirkung (d.h. es werden Beiträge durch W_0 (Isosinglet)^{f13)}, mögliche Beiträge durch angeregte Bosonen sowie Kontinuumsbeiträge vernachlässigt, vgl. dazu Abschnitt g)). Der dritte Term ist ein gemeinsamer Massenterm der drei Spin 1 Bosonen. Der vierte und fünfte Term sind die Wechselwirkungen der Fermionfelder mit dem W bzw. elektromagnetischen Feld und zwar koppelt der Isospinstrom J_μ^a an die W Felder, sowie der elektromagnetische Strom an das Photonfeld. Der vorletzte Term ist ein effektiver Mixingterm zwischen Photonen und den

f12) Das Cabibbomixing wird hier phänomenologisch d.h. per Hand eingeführt. Für eine mögliche dynamische Beschreibung vgl. 23)

f13) Für experimentelle Grenzen für Isosingletbeiträge vgl. 31). Man erwartet $m(W_0) > m(W_3)$ wie in der QCD.

W_3 Bosonen, der eine natürliche Ursache in dem Vorhandensein einer Substruktur von Quarks und Leptonen hat. Er beschreibt die Möglichkeit der Dissoziation eines Photons in einen gebundenen Zustand z.B. eines Haplon-Antihaplon Paares wie in Fig. 5

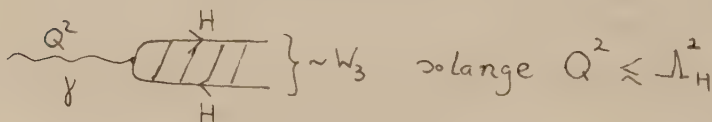


Fig.: 5 Dissoziation eines Photons in einen ($H\bar{H}$)-Zustand

Wie sich herausstellen wird, bewirkt dieser Wechselwirkungsterm sowohl das Auftreten eines effektiven Mischungswinkels $\sin^2 \theta \neq 0$, als auch eine Erhöhung der Masse des neutralen Bosons W_3 gegenüber der der geladenen Bosonen $W^\pm$. Die Masse dieses physikalischen neutralen Bosons " W_3 " nach der Mischung wird mit m_Z bezeichnet. Sie wird in Abschnitt e) bestimmt. Dieser Mischungsterm ist es auch, der die globale $SU(2)$ dynamisch bricht, welcher der Lagrangian L_{eff} besitzt, solange die elektromagnetische Wechselwirkung abgeschaltet ist und von expliziten Massentermen für Quarks und Leptonen in der freien Lagrangedichte L_{frei} der Fermionen abgesehen wird. (Die Schlanke über dem Photonfeld $\tilde{A}_\mu$ bedeutet, daß es sich um das Photonfeld vorder Mischung mit dem W_3 Feld handelt). In den folgenden Abschnitten wollen wir nun die Konsequenzen dieser effektiven Lagrangedichte untersuchen. Die abgeleiteten Ergebnisse sind dabei nicht an das vorgeschlagene Haplonmodell gebunden. Eine Alternative wäre, das Schema von Greenberg und Sucher²³⁾ aus Kapitel 2 in analoger Weise zu behandeln (vgl. auch 31)).

d) Der neutrale Strom

Zur Herleitung des neutralen Stromes in diesem verallgemeinerten Modell der schwachen Wechselwirkung soll der Streuprozess eines beliebigen geladenen Fermions f (Ladung 1) an einem zweiten Fermion f' mit einer Ladung $1' \neq 1$ betrachtet werden. Wir wollen die Streuamplitude $M_{ff'}$, dabei in niedrigster Ordnung in e berechnen, d.h. von Fermionenloops absehen ($e_0 = e$, $\lambda_0 = \lambda$, $g_0 = g$), jedoch alle endlichen Beiträge, die durch das Mixing von Photon und W_3 Boson entstehen, mitnehmen, also die Graphen:

$$(-1) \frac{e^2}{q^2} \left(\frac{1}{1 + \frac{\lambda^2 q^2}{m_W^2 - q^2}} \right) = (-1) \frac{e^2}{q^2} \left(\frac{m_W^2 - q^2}{m_W^2 + \lambda^2 q^2 - q^2} \right)$$

wobei $\left| \frac{\lambda^2 q^2}{q^2 - m_W^2} \right| < 1$ angenommen wurde.

Die Amplitude (1) lautet damit:

$$(-1) \frac{e^2}{q^2} \left(\frac{1}{1 + \frac{\lambda^2 q^2}{m_W^2 - q^2}} \right) \quad \text{wobei hier}$$

$$\bar{u} = \bar{u} \gamma^\mu u$$

f Diracspinor für Fermion f

Nachdem für den renormierten Propagator D^{ren} mit allen endlichen Korrekturen die Form $D^{\text{ren}} \xrightarrow{q^2 \rightarrow 0} \frac{e^2}{q^2}$ erhalten bleibt, kann man $\Pi_c(q^2) := \frac{\lambda^2 q^2}{e^2(m_W^2 - q^2)}$ definieren und als endliche Korrektur einer Vakuumpolarisation $\Pi(q^2)$ deuten. Definiert man über $Z_3 := \frac{e^2}{e_0^2}$ eine endliche, unrenormierte Ladung e_0 , so erhält man wegen $e_0^2 D_{\text{unren}} = e^2 D_{\text{ren}}$

$$\text{oder } \frac{e^2}{q^2} \left(\frac{1}{1 + e^2 \Pi_c(q^2)} \right) = \frac{e_o^2}{q^2} \left(\frac{1}{1 + e_o^2 \Pi(q^2)} \right)$$

$$\text{die Gleichung } \frac{(1 - Z_3)(m_w^2 - q^2) + \lambda^2 q^2}{m_w^2 - q^2} = e^2 \Pi(q^2)$$

Es ist also äquivalent, mit der endlichen unrenormierten Ladung e_o zu beginnen und für die gesamte, durch W_3 verursachte Polarisation des Vakuums einen endlichen Beitrag $\Pi_{\mu\nu} = (g_{\mu\nu} - g_{\mu\nu} q^2) \Pi(q^2)$ dem Vakuumpolarisationstensor hinzuzufügen. Z_3 mißt den endlichen Beitrag der schwachen Bosonen zur Ladungsrenormierung (vgl. nächsten Abschnitt).

Für die Amplitude (2) findet man

$$g \lambda q^2 \frac{1}{q^2 - m_w^2} \left(\frac{e}{q^2} \frac{m_w^2 - q^2}{m_w^2 + \lambda^2 q^2 - q^2} \right) j_{3f}^{\mu} j_{\mu f'}^{em}$$

$$\text{mit } j_{3f}^{\mu} = \bar{f} \gamma^{\mu} T_3 \left(\frac{1 - \gamma_5}{2} \right) f ; j_{em}^{\mu} \text{ wie oben}$$

und T_3 = schwacher Isospin des Fermions f

(z.B.: $+\frac{1}{2}$ für ν_e , $-\frac{1}{2}$ für e^-)

$$= \frac{-eg\lambda}{m_w^2 + q^2(\lambda^2 - 1)} j_{3f}^{\mu} j_{\mu f'}^{em}$$

$$= \frac{-eg\lambda}{m_w^2 - q^2(1 - \lambda^2)} j_{3f}^{\mu} j_{\mu f'}^{em}$$

Die Amplitude (3) erhält man durch Vertauschung von f und f' .

Die Amplitude (4) ergibt sich zu

$$\begin{aligned}
 & - \left(g^2 \frac{1}{q^2 - m_W^2} + (\lambda q^2)^2 \frac{g^2}{q^2} \left(\frac{m_W^2 - q^2}{m_W^2 + \lambda^2 q^2 - q^2} \right) \left(\frac{1}{q^2 - m_W^2} \right) \right) \\
 & \cdot j_{3f}^{\mu} j_{3f'\mu} \\
 & = g^2 \left(\frac{-1}{q^2 - m_W^2} - \frac{q^2 \lambda^2}{(m_W^2 - q^2)(m_W^2 + \lambda^2 q^2 - q^2)} \right) j_{3f}^{\mu} j_{3f'\mu} \\
 & = g^2 \left(\frac{m_W^2 + \lambda^2 q^2 - q^2 - q^2 \lambda^2}{(m_W^2 - q^2)(m_W^2 + \lambda^2 q^2 - q^2)} \right) j_{3f}^{\mu} j_{3f'\mu} \\
 & = g^2 \left(\frac{1}{m_W^2 + q^2(\lambda^2 - 1)} \right) j_{3f}^{\mu} j_{3f'\mu}
 \end{aligned}$$

Somit erhält man für das ganze Matrixelement^{f15)}

$$M_{ff'} = -\frac{e^2}{q^2} \frac{(m_W^2 - q^2)}{m_W^2 + \lambda^2 q^2 - q^2} j_{f\mu}^{\text{em}} j_{f'\mu}^{\text{em}} - \frac{eg\lambda}{m_W^2 - q^2(1 - \lambda^2)} j_{f\mu}^{\text{em}} j_{3f'\mu} +$$

f15) Bei der Berechnung dieser Amplitude muß man sich immer vor Augen halten, daß $g \approx 1$ sein soll und somit Störungsrechnung in niedrigster Ordnung in g eine vage Näherung darstellt.

$$+ (f \leftrightarrow f') + \frac{g^2}{m_W^2 + q^2(\lambda^2 - 1)} j_{3f}^{\mu} j_{3f'\mu}^{\mu}$$

für $q^2 \ll m_W^2$ werden die Einzelamplituden:

$$(1) j_{emf}^{\mu} j_{emf'\mu}^{\mu} \left(1 + \frac{(-1)(m_W^2 + \lambda^2 q^2 - q^2) - (m_W^2 - q^2)(\lambda^2 - 1)}{(m_W^2 + \lambda^2 q^2 - q^2)^2} \right) \Big|_{q^2=0}$$

$$= j_{emf}^{\mu} j_{emf'\mu}^{\mu} \frac{-e^2}{q^2} \left(1 - \frac{\lambda^2 q^2}{m_W^2} \right) ;$$

$$(2) - \frac{eg\lambda}{m_W^2} j_{emf'}^{\mu} j_{3f}^{\mu}$$

$$(3) (f \leftrightarrow f')$$

$$(4) \frac{g^2}{m_W^2} j_{3f}^{\mu} j_{3f'\mu}^{\mu}$$

Somit für kleine q^2 :

$$\mathcal{M}_{ff'} = - \bar{f}_{emf} \bar{f}_{emf'\mu} \frac{e^2}{q^2} + \bar{f}_{emf} \bar{f}_{emf'\mu} \frac{e^2 \lambda^2}{m_W^2}$$

$$- \frac{eg\lambda}{m_W^2} \bar{f}_{3f} \bar{f}_{emf'\mu} + (f \leftrightarrow f')$$

$$+ \frac{g^2}{m_W^2} \bar{f}_{3f} \bar{f}_{3f'\mu}$$

Definiert man nun einen effektiven Mischungswinkel

$$\sin^2 \theta = \left(\frac{e^2 \lambda^2}{m_W^2} \frac{1}{4\sqrt{2}G} \right)^{1/2} \stackrel{\textcircled{*}}{=} \frac{e}{g} \cdot \lambda$$

$$\textcircled{*} \text{ da } \sqrt{2}G = \frac{g^2}{4m_W^2}$$

so findet man, daß die Amplitude $\mathcal{M}_{ff'}$ übergeht in

$$\mathcal{M}_{ff'} = - \frac{e^2}{q^2} \bar{f}_{emf} \bar{f}_{emf'\mu} + \bar{f}_{emf} \bar{f}_{emf'\mu} 4\sqrt{2} \sin^4 \theta G$$

$$- \sin^2 \theta 4\sqrt{2}G \bar{f}_{3f} \bar{f}_{emf'\mu} + (f \leftrightarrow f')$$

$$+ 4\sqrt{2}G \bar{f}_{3f} \bar{f}_{3f'\mu}$$

$$= 4G\sqrt{2} \left(j_3^\mu - \sin^2 \theta j_{em}^\mu \right) \left(j_{3f'\mu} - \sin^2 \theta j_{emf'\mu} \right) + M_{ff'}^{em}$$

mit $j_{3f}^\mu = \bar{f} \gamma^\mu T_3 \frac{(1-\gamma_5)}{2} f$ $T_3 = \pm \frac{1}{2}$

$$j_{emf}^\mu = \bar{f} \gamma^\mu f$$

Man erhält somit für den "neutralen Strom" dasselbe Ergebnis wie in der Glashow- Salam- Weinberg Theorie, wobei jetzt $\sin^2 \theta$ jedoch einen effektiven Mischungswinkel θ beschreibt:

$$\sin^2 \theta = \frac{e}{g} \cdot \lambda$$

d.h. die dynamische Größe λ sollte prinzipiell aus der zugrunde liegenden Substruktur zu berechnen sein (vgl. dazu Abschnitt f)).

Die obige Amplitude legt nahe, als effektive Lagrangedichte $\mathcal{L}_{eff}^{NC}$ für $q^2 \ll m_W^2$ des neutralen Stromes

$$\mathcal{L}_{eff}^{NC} = \frac{4G}{\sqrt{2}} \left(J_3^\mu - \sin^2 \theta J_{em}^\mu \right) \left(J_{3\mu} - \sin^2 \theta J_{em\mu} \right) - \frac{1}{2} \frac{e^2}{g^2} J_\mu^{em} J_\mu^{em}$$

mit $J_3^\mu = \sum_F \bar{F}_L \gamma^\mu \frac{\tau^3}{2} F_L$ $F_L = \frac{(1-\gamma_5)}{2} F$

$$J_{em}^\mu = \sum_F \bar{F} \gamma^\mu Q F$$

zu verwenden.

Nimmt man dazu die effektive Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{ch}}$ für die geladenen Ströme hinzu

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{ch}} = \frac{4G}{\sqrt{2}} \vec{J}_\mu^+ \vec{J}^{\mu-}$$

$$\vec{J}_\mu^\pm = \sum_F \bar{F} \gamma_\mu \frac{(1-\gamma_5)}{2} T^\pm F$$

so erhält man fast die alte Theorie von Bludman³³⁾ zurück, wobei nur im neutralen Strom durch die Substruktur ein zusätzlicher elektromagnetischer Term induziert wird.

Also geht dann $\mathcal{L}_{\text{Bludman}} = \frac{4G}{\sqrt{2}} \vec{J}_\mu \vec{J}^\mu$ mit der Ersetzung

$\vec{J}_3^\mu \rightarrow (\vec{J}_3^\mu - \sin^2 \theta \vec{J}_{\text{em}}^\mu)$ in die obige effektive Theorie über.

e) Massenrelationen

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, läßt sich unter der Annahme der Substruktur von Quarks und Leptonen eine effektive Theorie für kleine Impulsüberträge konstruieren, die vom Standardmodell ununterscheidbar ist. Eine weitere Voraussage des Standardmodells sind die Massen der $W^\pm$ Bosonen zu

$$M_W = \frac{37,3 \text{ GeV}}{\sin \theta_w}$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_w}$$

$$\text{mit } \sin^2 \theta_w \approx 0,22 \pm 0,02 \quad (\text{exp. Wert})$$

In der verallgemeinerten Theorie gibt es zwar apriori nur 3 in der Masse entartete W Bosonen, jedoch wird das neutrale W_3 Boson durch elektromagnetische Mixingprozesse der Art , eine Verschiebung der

Masse gegenüber der von $W^\pm$ erhalten, die jetzt berechnet werden soll. Das W_3 Boson, mit dieser (wie sich zeigen wird erhöhten) Masse, entspricht dem physikalischen neutralen Boson (Bezeichnung: " W_3 "), das z.B. die vollständige neutrale Wechselwirkung nach Abzug des rein elektromagnetischen Teils vermittelt. Zur Bestimmung der Masse m_Z von " W_3 " gehen wir zur vollen Amplitude M_{ff} zurück. Man stellt fest, daß sich M_{ff} schreiben läßt als

$$M_{ff}' = \overline{(e_{jem} \quad g_{j3})} \begin{pmatrix} -\frac{(m_W^2 - q^2)}{q^2(m_W^2 + \lambda^2 q^2)} & \frac{-\lambda}{m_W^2 - q^2(1 - \lambda^2)} \\ \frac{-\lambda}{m_W^2 - q^2(1 - \lambda^2)} & \frac{1}{m_W^2 + q^2(\lambda^2 - 1)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_{jem} \\ g_{j3} \end{pmatrix}$$

Was man nun erreichen will, ist diese sogenannte Propagatormatrix A zu diagonalisieren, dann zu invertieren und schließlich die Lösungen der Gleichung $\text{Det}(A_D^{-1}) = 0$ zu bestimmen (A_D ist von der Form $\begin{pmatrix} \text{Prop} & 0 \\ 0 & \text{Prop} \end{pmatrix}$), welchen den Massen des physikalischen Photons bzw. des neutralen Bosons " W_3 " entsprechen.

Wegen $\text{Det}(A_D)^{-1} = (\text{Det } A_D)^{-1} = (\text{Det } A)^{-1} = \text{Det}(A^{-1})$ genügt es die Gleichung $\text{Det}(A^{-1}) = 0$ zu lösen.

Behauptung: $A^{-1} = - \begin{pmatrix} q^2 & q^2 \lambda \\ q^2 \lambda & q^2 - m_W^2 \end{pmatrix}$

Beweis:

$$(+1) \begin{pmatrix} q^2 & q^2 \lambda \\ q^2 \lambda & q^2 - m_W^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{(m_W^2 - q^2)}{m_W^2 + q^2(\lambda^2 - 1)} \frac{1}{q^2} & \frac{\lambda}{m_W^2 - q^2(1 - \lambda^2)} \\ \frac{\lambda}{m_W^2 - q^2(1 - \lambda^2)} & \frac{-1}{m_W^2 + q^2(\lambda^2 - 1)} \end{pmatrix}$$

$$(+1) \begin{pmatrix} \frac{m_w^2 - g^2}{m_w^2 + g^2(\lambda^2 - 1)} + \frac{g^2 \lambda^2}{m_w^2 + g^2(\lambda^2 - 1)} & \frac{g^2 \lambda}{m_w^2 - g^2(1 - \lambda^2)} + \frac{-g^2 \lambda}{m_w^2 - g^2(1 - \lambda^2)} \\ \frac{g^2 \lambda}{m_w^2 - g^2(1 - \lambda^2)} - \frac{g^2 \lambda}{m_w^2 - g^2(1 - \lambda^2)} & \frac{g^2 \lambda^2}{m_w^2 - g^2(1 - \lambda^2)} - \frac{g^2 - m_w^2}{m_w^2 + g^2(\lambda^2 - 1)} \end{pmatrix}$$

Aus $\text{Det}(A^{-1}) = 0$ folgt:

$$g^2(g^2 - m_w^2) - g^4 \lambda^2 = 0$$

$$g^2((g^2 - m_w^2) - g^2 \lambda^2) = 0$$

$$g_1^2 = 0$$

$$g_2^2 = m_z^2 = \frac{m_w^2}{1 - \lambda^2}$$

Die Massen des physikalischen Photons bzw. des physikalischen neutralen Bosons " W_3 " sind also

$$m_z = \frac{m_w}{\sqrt{1 - \lambda^2}}$$

$$m_\gamma = 0$$

wobei

$$\sin^2 \theta = \frac{e}{g} \cdot \lambda$$

Mit diesem Ergebnis läßt sich die Amplitude M_{ff} umschreiben auf

$$M_{ff} = -\frac{e^2}{q^2} j_{em}^\mu j_{em\mu} - \frac{g^2/(1-\lambda^2)}{q^2 - m_Z^2} \left(j_3^\mu - \sin^2 \theta j_{em}^\mu \right)^2$$

Wir werden hierauf in Kapitel 5 Abschnitt f) zurückkommen. Neben der Massenrelation $m_Z^2 = m_W^2/(1-\lambda^2)$, die vom Standardmodell abweicht, falls $\lambda \neq \sin \theta$, hat man noch die Relation $\sqrt{2} G = g^2/4m_W^2$ (aus der Bedingung, daß die Propagatortheorie für kleine q^2 in die Fermitheorie übergeht).

Aus der Bedingung, daß m_Z^2 positiv ist, folgt $|\lambda| \leq 1$. Daraus läßt sich wiederum eine obere Schranke für die Masse der $W^\pm$ Bosonen ableiten. Nach Definition ist

$$\sin^2 \theta = \left(\frac{e^2 \lambda^2}{m_W^2} - \frac{1}{4\sqrt{2}G} \right)^{1/2}$$

Damit

$$\sin^4 \theta = \frac{e^2 \lambda^2}{4\sqrt{2}G m_W^2} = \frac{\pi \alpha \lambda^2}{\sqrt{2} G m_W^2}$$

Wegen $\lambda^2 \leq 1$ folgt

$$m_W^2 \leq \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G \sin^4 \theta}$$

Mit $\sin^2 \theta \approx 0.22$ findet man $m_W \leq 160$ GeV.

Während also m_Z nach oben unbegrenzt ist, hat man für m_W in dieser Theorie eine obere Grenze. Numerisch bedeuten diese Massenrelationen, daß man ungefähr folgende Massen der schwachen Bosonen erwarten sollte:

$$m_Z^2 = \frac{m_W^2}{1 - \lambda^2}, \quad m_W = g \cdot 123 \text{ GeV}$$

$$\sin^2 \theta = \frac{e}{g} \cdot \lambda \quad (\text{z.B. für } \sin^2 \theta \approx 0,22)$$

$$\text{und } g \approx 1 \quad \Rightarrow \quad \lambda \approx 0,72$$

$$\Rightarrow \quad m_W \approx 123 \text{ GeV} \quad m_Z \approx 179 \text{ GeV}$$

Man erhält also viel höhere Massen verglichen mit der Standardtheorie. Nur das Experiment kann somit zwischen diesen Alternativen unterscheiden.

Bevor dieser Abschnitt abgeschlossen werden soll, läßt sich noch der Wert der in Abschnitt d) eingeführten Vakuumpolarisation $\Pi(q^2)$ angeben. Wegen

$$\frac{m_W^2}{m_Z^2} = \frac{e^2}{e_o^2} = 1 - \lambda^2 = Z_3$$

ergibt sich

$$\Pi(q^2) = \frac{m_W^2 \lambda^2}{(m_W^2 - q^2) e^2} \quad \Pi(0) = \frac{\lambda^2}{e^2}$$

Die gesamte Polarisation, verursacht durch W_3 , ist also

$$Z_3 = \frac{e^2}{e_o^2} \approx 0,47$$

f) Der effektive Mischungswinkel $\sin^2 \theta$

Die bisher dargelegte Möglichkeit der Verallgemeinerung der Standardtheorie der schwachen Wechselwirkung hat also auch einen effektiven Mischungswinkel, der durch den Übergang in Fig. 6 beschrieben wird, wobei $\sin^2 \theta = \frac{e}{g} \cdot \lambda$

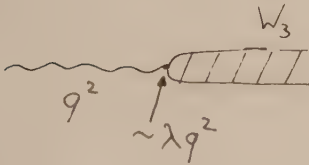


Fig. 6: Übergang eines Photons in W_3

In diesem Abschnitt soll nun der Versuch gemacht werden, $\sin^2 \theta$ zu bestimmen bzw. durch andere physikalische Größen auszudrücken.

Betrachtet man obiges Diagramm als Zerfallsdiagramm des W_3 -Bosons via dem elektromagnetischen Strom, so gilt

$$\langle 0 | j_{\text{elm}}^\mu(0) | W \rangle = \frac{\varepsilon^\mu}{\sqrt{2}\omega} \frac{m_W^2}{f_W} = \frac{\varepsilon^\mu}{\sqrt{2}\omega} m_W F_W$$

wobei $\lambda = e/f_W$ definiert wurde (ω = Energie des W-Bosons) andererseits kann man das Matrixelement leicht durch die Wellenfunktion des W-Bosons ausdrücken³⁴⁾

$$\langle 0 | j_{\text{elm}}^\mu(0) | W \rangle = \frac{\varepsilon^\mu \sqrt{2} \psi_W(0)}{\sqrt{2}\omega} \left(\sqrt{n_{\text{SC}}} \sqrt{3} \sqrt{m_W} \right)$$

(manchmal verwendet man auch statt der dimensionslosen Zerfallskonstante f_W die Konstante $F_W = m_W/f_W$) n_{SC} ist dabei die Anzahl der "subcolors" (für die Haplons also z.B. $n_{\text{SC}} = 4$).

Man kann damit $\sin^2 \theta$ durch die nichtrelativistische Ortswellenfunktion des

W-Bosons am Ursprung ausdrücken, also

$$\begin{aligned}\sin^2 \theta &= \frac{e^2}{g} \frac{1}{m_W^2} \psi_W(0) \sqrt{n_{sc}} \sqrt{m_W} \sqrt{2} \sqrt{3} \\ &= \frac{e^2}{g} \sqrt{n_{sc}} \frac{1}{m_W^{3/2}} \psi_W(0) \sqrt{2} \sqrt{3}\end{aligned}$$

Verwendet man eine konstante Wellenfunktion der Form

$$|\psi_W(0)|^2 = \left(\frac{4}{3} \pi\right)^{-1} \Lambda_W^3,$$

erhält man

$$\sin^2 \theta = \sqrt{2} \frac{e^2}{g} \sqrt{3} \frac{\sqrt{n_{sc}}}{m_W^{3/2}} \left(\frac{4}{3} \pi\right)^{-1/2} \Lambda_W^{3/2}$$

wobei Λ_W der inverse Radius des W-Bosons ist;

für $g = 1$, $n_{sc} = 4$ und $\sin^2 \theta = 0.22$ findet man

$$\Lambda_W \approx 123 \text{ GeV}$$

Vergleichen wir die Größen Λ/m für QHD und QCD, so erhält man wegen

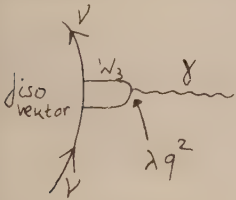
$$0,05 \approx \lambda_{QCD} = \frac{e}{f_{SNN}} = \frac{e \sqrt{m_c} \sqrt{2}}{\left(\frac{4}{3} \pi\right)^{1/2}} \left(\frac{\Lambda_S}{m_S}\right)^{3/2}$$

(bei Annahme von Vektormesondominanz)

ein $\frac{\Lambda_\rho}{m_\rho} \approx 0,27$ (mit $f_{\rho NN} \approx 5,6$ und $n_c = 3$)

dagegen $\Lambda_W/m_W \approx 1,0$ im Fall der QHD, was auf eine vollständig verschiedene Dynamik schließen läßt. (Oder anders ausgedrückt wäre $\lambda = \lambda_{QCD}$, so ergäbe sich $\sin^2 \theta$ viel zu klein, nämlich " $\sin^2 \theta_{QCD} \approx 0,015$!!).

Eine andere Beziehung für $\sin^2 \theta$ erhält man aus dem sogenannten "Ladungsradius" Λ_{Ch} des Neutrinos, d.h. die Energieskala, welche den durch die Substruktur induzierten elektromagnetischen Formfaktor des Neutrinos bestimmt.



$$\Rightarrow F_\nu^{elm}(q^2) = \frac{1}{2} \left(g \frac{\lambda q^2}{q^2 - m_W^2} \right) \frac{1}{e}$$

Fig. 7: Formfaktordiagramm des Neutrinos

Setzt man für kleine $q^2 \ll m_W^2$:

$$F_\nu^{elm}(q^2) = \frac{q^2}{\Lambda_{Ch}^2} \quad)$$

so findet man

$$\frac{g \lambda}{2 e m_W^2} = \frac{1}{\Lambda_{Ch}^2}$$

oder mit $\sin^2 \theta = \frac{e}{g} \cdot \lambda$ und

$$\sqrt{2} G = \frac{g^2}{4 m_W^2}$$

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta &= \left(\frac{e^2}{g^2} m_W^2 \right) \frac{2}{\Lambda_{Ch}^2} = \frac{e^2 2 m_W^2}{\sqrt{2} G 4 m_W^2} \frac{1}{\Lambda_{Ch}^2} \\ &= \frac{\sqrt{2} \pi \alpha}{G} \frac{1}{\Lambda_{Ch}^2} ; \end{aligned}$$

Geht man davon aus, daß $\Lambda_H \approx \Lambda_{Ch}$, so findet man mit $\sin^2 \theta = 0.22$
 $\Lambda_H \approx 113$ GeV. Damit ist die Angabe von Λ_H in Kapitel 3 Abschnitt a) von
 $\Lambda_H \approx 100 - 200$ GeV gerechtfertigt.

g) Multiboson und Kontinuumeffekte

Bisher wurde angenommen, daß alle Prozesse, in denen Bosonen ausgetauscht werden, durch die Bosonen $W_3, W^\pm$ dominiert werden, d.h. höhere Anregungen (z.B. radiale oder Zustände zu höheren Bahndrehimpuls) so schwer sind, daß sie quasi entkoppeln. Es ist wahrscheinlich, daß dies der physikalischen Situation entspricht. Die Behandlung der angeregten Zustände bzw. des sich daran schließenden Kontinuums erweist sich als schwer durchführbar, solange die Details der zugrundeliegenden Dynamik nicht bekannt sind. Es zeigt sich²⁹⁾, daß man die Anregungen in einem Zusatzterm

$$. 4 \epsilon G \sqrt{2} \sin^4 \theta \frac{1}{f_{em}^2} \frac{1}{f_{em}^2}$$

zusammenfassen kann, wobei ϵ auf komplizierte Weise von den Spektralfunktionen der schwachen Bosonen abhängt. Dieser Term liefert natürlich Beiträge bei elektromagnetischen Streuprozessen und ein experimentelles Limit ist $\epsilon \leq 0.027$ (vgl. dazu 35).

h) Vergleich zur Glashow- Salam- Weinberg-Theorie

In diesem letzten Abschnitt von Kapitel 4 wollen wir (vgl. Frage e) in Abschnitt b)) die in diesem Kapitel entwickelte, alternative Theorie der schwachen Wechselwirkung noch genauer bezüglich bestimmter Eigenschaften mit dem Standardmodell²⁾ vergleichen.

Statt der lokalen $SU(2)_L \times U(1)_Y$ des Standardmodells gibt es hier nur eine globale $SU(2)$ des schwachen Isospins auf Quark-Leptonniveau und die lokale ungebrochene $U(1)_{em}$. Während die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ durch einen Vakuumerwartungswert (0_v) eines skalaren Feldes spontan gebrochen wird, ist dieser Higgsmechanismus in der verallgemeinerten Theorie auf Q-L-Ebene verschwunden^{f16)}. Die globale $SU(2)$ wird dynamisch durch die elektromagnetische Wechselwirkung gebrochen (außerdem explizit durch Massenterme für Quarks und Leptonen). Welchen Preis muß man für diesen Erfolg bezahlen?

f16) Für explizite Haplonmassenterme braucht man zwar der Renormierbarkeit wegen wieder einen Higgsmechanismus, jedoch ist der Massenbegriff in der jetzigen Form auf dem nächsten Niveau vielleicht nicht mehr gültig.

Zum einen kann man von der effektiven Theorie (für niedrige Energien $E \ll \Lambda_H$) nicht mehr erwarten, daß sie in höherer Ordnung renormierbar bleibt, da die für die Renormierbarkeit der Standardtheorie entscheidenden Skalarfelder entfernt wurden. Man muß also mit einem "cut-off" arbeiten, der hier gleich dem inversen Radius der Quarks und Leptonen gewählt werden kann.

Zum zweiten ergeben sich die Selbstkopplungen der W-Felder nicht aus einem lokalen Eichprinzip wie im Standardmodell, sondern als effektive Vertizes (ähnlich z.B. der Selbstkopplung der ρ 's) wie z.B. in Fig. 8.

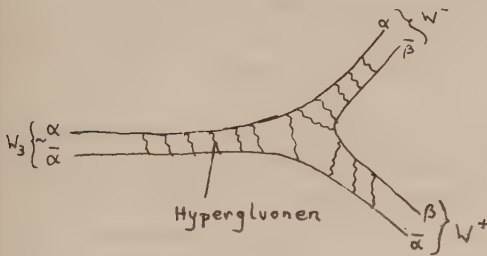


Fig. 8: Selbstkopplung der W's

Eng zusammen mit der Existenz von nichtabelschen Selbstkopplungen der Eichfelder in der Standardtheorie hängt die Größe des magnetischen Moments der W-Bosonen. Bekanntlich erhält man im Standardmodell³⁶⁾

$$\mu_w = \frac{e}{2m_w} g_w \cdot 1 \quad \text{mit} \quad g_w = 2$$

In der verallgemeinerten Theorie ist der g-Faktor eine modellabhängige Größe, bestimmt durch die Substruktur der W-Bosonen.

Ob nun die Natur die hier beschriebene verallgemeinerte Theorie der schwachen Wechselwirkung oder die via Higgsmechanismus (beide unter Annahme einer Substruktur von Quarks und Leptonen) oder sogar das Standardmodell mit punktförmigen Quarks und Leptonen (bzw. eines der in Kapitel 2) beschriebenen Erweiterungen) realisiert hat, kann nur das Experiment entscheiden.

5. PHÄNOMENOLOGIE BEI SUBSTRUKTUREN

Im allgemeinen ist die Phänomenologie bei Substrukturen sehr modellabhängig. Trotzdem sollen in diesem Kapitel einige Fragestellungen diskutiert werden, die sich zum Teil am Haplonmodell demonstrieren lassen, oder generell in Substrukturmodellen mit verallgemeinerter schwacher Wechselwirkung vorhanden sind.

a) Massenaufspaltung im Spektrum der gebundenen Zustände

Ein fundamentales Problem in praktisch jedem Subquarkmodell ist die Erklärung für die Kleinheit der "beobachteten" Quark- und Leptonenmassen, bzw. die Rechtfertigung dafür, daß die Massen vieler "exotischer" Teilchen so hoch liegen. Generell lassen sich die Massen der gebundenen Zustände nur bestimmen, wenn die Dynamik bekannt ist. In den meisten Modellen begründet man die kleinen Quark- und Leptonenmassen durch eine fast un-gebrochene chirale Symmetrie (vgl. 22). Die hohen Massen der exotischen Teilchen bleiben unerklärt.

Wie sich zeigt, läßt sich in dem in Kapitel 3 vorgeschlagenen Haplonmodell zwar die Kleinheit der Quark und Leptonenmassen, gemessen am Λ_H , auch nicht erklären, jedoch kann man zumindest qualitativ das Massengap zwischen gewöhnlichen Quarks und Leptonen und den "exotischen" Quarksextetts und Leptonoktetts verstehen.

Sind zwei Haplon (Colortripletts) in einem Fermion (Radius Λ_f^{-1}) zusammen, und setzt man ein nichtrelativistisches (!) Colorpotential

$$V(r) = \frac{1}{r} \alpha_s \frac{1}{2} \left(\gamma^2 - \frac{8}{3} \right)$$

zwischen ihnen an, dann hängt der Casimiroperator $\mathcal{C}^2$ darin stark davon ab, ob der gebundene Zustand ein Color -singlet, -triplett, -sextett oder -oktett bildet. ($\mathcal{C}^2 = 10/3 (6), 3(8), 4/3(3), 0(1)$). In diesem naiven Bild (und vernachlässigter Dublettaufspaltung z.B. $m_\alpha = m_\beta = 0$) kann man dann für die Massen der gebundenen Zustände ansetzen:

$$\begin{aligned} M_1 &= -\frac{4}{3} \alpha_s \mathcal{L}_H + C + m_y && \text{Leptonen} \\ M_3 &= -\frac{2}{3} \alpha_s \mathcal{L}_H + C + m_x && \text{Quarks} \\ M_8 &= \frac{1}{6} \alpha_s \mathcal{L}_H + C + m_y && \text{exotische Leptonen} \\ M_6 &= \frac{1}{3} \alpha_s \mathcal{L}_H + C + m_x && \text{exotische Quarks} \end{aligned}$$

C bedeutet den gesamten Bindungsbeitrag ohne $SU(3)_C$ Anteil. Alle Größen werden am Renormierungspunkt $\mathcal{L}_f$ bestimmt. Außerdem wurde die Annahme $\mathcal{L}_f = 0$ ($\mathcal{L}_H$) gemacht. Man erhält z.B. für die 1. Familie mit $\mathcal{L}_H \approx 113 \text{ GeV}$ bzw. 200 GeV $M_6 \approx 21,5 \text{ GeV}$ (34 GeV) bzw. $M_8 \approx 32 \text{ GeV}$ (51 GeV) bei der Annahme von 6 Quarkflavors), wonach die exotischen Teilchen im Haplonmodell nicht unerreichbar hoch liegen sollten. Außerdem ist es eine angenehme Eigenschaft des Modells, das durch die Colorkraft gerade die Triplets und Singlets abgesenkt und die Sextetts und Oktetts in der Masse angehoben werden. Jedoch ist bei der Vorhersage von Massen für gebundene Zustände allgemein in Subquarkmodellen Vorsicht angebracht, da es sich wahrscheinlich um ein hochrelativistisches System handelt und über die Dynamik so gut wie nichts bekannt ist.

b) Konsequenzen für die Beschleuniger-Physik

Die Folgerungen für die Experimente in e^+e^- Vernichtung aus der oben dargelegten, verallgemeinerten Theorie der schwachen Wechselwirkung sind gravierend. Zunächst erhält man, wie in Kapitel 4 Abschnitt e) gezeigt, eine andere Masse für das neutrale Boson, außerdem sollte das Verhältnis

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

große Beiträge durch die exotischen Teilchen erhalten.

Zunächst zur "Z-Resonanz". Für ihre Form erwartet man wieder eine "Breit-Wigner Kurve" mit

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{all}) = 12\pi \frac{\Gamma(Z \rightarrow e^+e^-) \Gamma_Z}{(s - m_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 m_Z^2}$$

in der Nähe des Pols und unter der Annahme, daß es eine Einteilchenresonanz ist ($\sqrt{s}$ ist die Energie im Schwerpunktsystem). Jedoch sowohl die Masse m_Z als auch die Zerfallsbreite Γ_Z sollten stark von denen des Standardmodells abweichen. Die Masse ist bestimmt durch

$$m_Z = \frac{m_W}{\sqrt{1 - \lambda^2}} \quad \text{und} \quad \sin^2 \theta = \frac{e}{g} \cdot \lambda$$

Mit $g \approx 1$ und $\sin^2 \theta \approx 0.20$ findet man $m_Z = 164$ GeV.

Zur Berechnung der Zerfallsbreite Γ_Z benötigt man zunächst die Kopplungen von "W₃" an den Fermionenendzustand $\bar{f}f$. (siehe Fig. 9). Diese entnimmt man

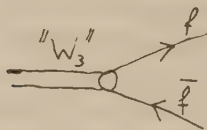


Fig. 9: "W₃" Zerfall in Fermion-antifermionpaar

aus der Amplitude M_{ff} , in Kapitel 4, Seite 37.

Man hat für obiges Diagramm

$$\sqrt{\frac{g^2}{1 - \lambda^2}} \left[\bar{f} \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma_5)}{2} T_3 f - \frac{e}{g} \lambda q \bar{f} \gamma^\mu f \right]$$

wobei $T_3 = \pm 1/2$ und q die elektrische Ladung des Fermions f in Einheiten $|e|$;

damit findet man für die Kopplungen des Vektor- bzw. Axialvektorstromes an " W_3 "

$$g_V^f = \sqrt{\frac{g^2}{1-\chi^2}} \left[\frac{1}{2} T_3 - \sin^2 \theta q \right]$$

$$= \sqrt{\frac{g^2}{1-\chi^2}} \frac{1}{2} [T_3 - 2 \sin^2 \theta q]$$

$$g_A^f = \sqrt{\frac{g^2}{1-\chi^2}} \left[-\frac{1}{2} T_3 \right]$$

Es gilt: $\Gamma(W_3 \rightarrow f \bar{f}) = \frac{m_{W_3}}{6} \frac{1}{4\pi} ((g_V^f)^2 + (g_A^f)^2)$

Für $g \approx 1$, $\sin^2 \theta = 0.20$ erhält man

für die links-handedigen Doublets:

$$g_V^f(u_L - \text{Quark}) = 0,155 \quad g_V^f(d_L - \text{Quark}) = -0,244$$

$$g_V^f(\nu_L - \text{Lepton}) = 0,333 \quad g_V^f(e_L - \text{Lepton}) = -0,0666$$

$$g_A^f(u_L - \text{Quark}) = g_A^f(\nu_L - \text{Lepton}) = -0,333$$

$$g_A^f(d_L - \text{Quark}) = g_A^f(e_L - \text{Lepton}) = +0,333$$

für die rechts-handedigen Singlets:

$$g_V^f(u_R - \text{Quark}) = -0,178 \quad g_V^f(d_R - \text{Quark}) = 0,089$$

$$g_V^f(e_R - \text{Lepton}) = 0,266$$

für u_R, d_R, e_R ist $g_A^f = 0$.

Man erwartet aufgrund der im Standardmodell verschiedenen Kopplungen (dort $\lambda = \sin\theta$) also generell in verallgemeinerten Theorien der schwachen Wechselwirkung eine andere Zerfallsbreite des " W_3 ".

Mit Berücksichtigung der exotischen Sextetts und Oktetts und für 3 Familien findet man speziell im Haplonmodell

$$\Gamma_{u-Typ} = 9,78 \text{ GeV}(3,26) \quad \Gamma_{d-Typ} = 10,47 \text{ GeV}(3,49)$$

$$\Gamma_{\nu-Typ} = 13,02 \text{ GeV}(1,45) \quad \Gamma_{e-Typ} = 7,24 \text{ GeV}(0,80)$$

(dagegen im Greenberg Modell ²³⁾ die Werte in Klammern)

Macht man nun die Abschätzung $\Gamma_{W_3} \approx \sum_{f\bar{f}} \Gamma_{f\bar{f}} \approx 40,5 \text{ GeV}$ (9 GeV) ergibt sich eine Verbreiterung gegenüber der Vorhersage im Standardmodell ³⁷⁾ $\Gamma_Z \approx 2,2 \text{ GeV}$.

Noch unberücksichtigt hierbei sind starke Zerfälle jenseits der Schwelle, die zu einer weiteren Verbreiterung führen können.

Neben der Beobachtung von angeregten Bosonzuständen ($\tilde{W}_3, \tilde{\tilde{W}}_3 \dots$) oder Anregungen der niedrigsten Fermionen bei hohen Energien erwartet man einen sichtbaren Einfluß der "Exotics" auf R. Speziell im Haplonmodell, wo sich die Sextetts und Oktetts wie schwere Quarks verhalten sollten, erwartet man an der Schwelle der Sextetts ein ΔR von $10/3$ und bei den Oktetts ein weiteres ΔR von 8.

Während die Quarksextetts über den Prozess in Fig. 10 beitragen, sollten die leptonischen Oktetts zu Prozessen der Art in Fig. 11 mit Jetstruktur führen.

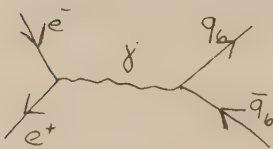


Fig. 10: Der Prozess $e^+e^- \rightarrow q_6 \bar{q}_6$

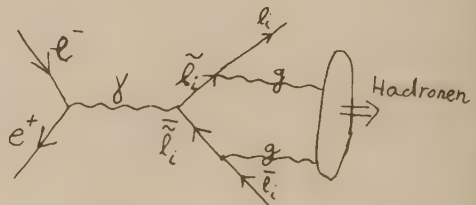


Fig. 11: Der Prozess $e^+e^- \rightarrow l_i \bar{l}_i + \text{Hadronen}$

Die Konsequenzen der Substruktur und der verallgemeinerten Theorie der schwachen Wechselwirkung für die pp bzw. $p\bar{p}$ Physik, sind schwerer berechenbar, da von der Dynamik der Subteilchen abhängig. Jedoch erwartet man, durch das Aufbrechen der Quarks und Leptonen jenseits von $\wedge^{\text{Subcolor}}$, ungewöhnliche Ereignisse mit großen Multiplizitäten von Quarks und Leptonen und großen Impulsüberträgen. (Für erste Abschätzungen vgl. 38)).

c) Neutrinomassen, Verletzungen der Baryonenzahl

Neben den Vorhersagen für die "Beschleunigerphysik" sind auch die Konsequenzen für die Neutrinophysik bzw. die Frage des Protonzerfalls in den verschiedenen Substrukturmodellen wichtig. Generell sind bei Verwendung von Weylfeldern sogenannte Majoranamassen z.B. für linkshändige Neutrinos möglich (vgl. im Modell von Harari und Seiberg 24)). Im Haplonmodell jedoch sind Neutrinomassen dieser Art verboten, falls die Leptonenzahl erhalten ist. Dasselbe gilt im Greenberg Schema (vgl. 23). Diracmassenterme sind erlaubt, jedoch muß man dann die Entkopplung der rechtshändigen Neutrinos bei niedrigen Energien in der schwachen Wechselwirkung erklären. (Neutrinooszillationen³⁾ sind möglich).

Die Baryonenzahl ist im Haplonmodell erhalten (= x -Skalar Erhaltung). In anderen Substrukturmodellen gibt es keine Baryonenzahlerhaltung (vgl. 24)).

Jedoch würde eine experimentelle Bestätigung des Protonzerfalls nicht gegen Substrukturen mit Baryonenzahlerhaltung sprechen, da z.B. durch schwere Bosonen einer erweiterten Theorie Übergänge mit $\Delta B \neq 0$ erfolgen können. (eine solche Theorie wäre analog zu den "grand unified theories").

6. OFFENE FRAGEN BEI PREONMODELLEN

Wie die Besprechung der verschiedenen Zugänge zu Substrukturen von Quarks und Leptonen gezeigt hat (Kapitel 2), gibt es einige grundsätzlich unge löste Fragen, die jetzt noch einmal im Detail besprochen werden sollen.

a) Paritätsverletzung im Spektrum der gebundenen Zustände

Offensichtlich werden bei gegenwärtigen Energien nur linkshändige $SU(2)$ Dubletts beobachtet. So sind bisher weder rechtshändige geladene Ströme registriert worden, noch wurden rechtshändige Neutrinos beobachtet. Im

Gegensatz also zum Spektrum der gebundenen Zustände in der QCD liegt hier im Spektrum der Subcolor eine Paritätsverletzung vor.

Es gibt 2 grundsätzlich verschiedene Erklärungsmöglichkeiten. Zum einen ist es denkbar, daß die Paritätsverletzung bereits auf Preonniveau eingebaut ist, etwa dadurch, daß nur die linkshändigen Felder zusammengesetzt sind, die rechtshändigen dagegen elementar bleiben. Diese statische Paritätsverletzung (für ein Modell dieser Art vgl. 31)) ist jedoch nicht sehr "ästhetisch". Zum anderen besteht die Möglichkeit, sowohl links als auch rechtshändige gebundene Zustände zu haben. Die rechtshändigen Fermionen entkoppeln ^{f17)} aber (Ursache liegt in $G_H = G_{\text{Subcolor}}$), weil die globale $SU(2)_L \times SU(2)_R$ so gebrochen wird, daß die rechtshändigen W- und Z- Bosonen dabei durch dynamische Paritätsverletzung sehr schwer ^{f18)} werden und die rechtshändigen Dubletts nur an die rechtshändigen Bosonen koppeln.

Ein weiteres Problem, speziell in Modellen mit verallgemeinerter schwacher Wechselwirkung, welches mit der Paritätsverletzung zusammenhängt, ist die notwendige Abwesenheit von Spin 0 Bosonen, wie z.B. die Skalare $(\bar{\alpha}\alpha)_1$, $(\bar{\beta}\beta)_1$, $(\bar{\alpha}\beta)_1$ im Haplonmodell. Diese (Pseudo)-Skalare, (die im QCD Fall den leichten Pseudogoldstonesteilchen der π -Mesonen entsprechen) zeigen also durch ihre Abwesenheit, (oder sehr hohe Masse), daß die Symmetriebrechung hier völlig anders sein muß als in der QCD und damit auch die Frage der Paritätsverletzung.

Wählt man statt der verallgemeinerten Theorie der schwachen Wechselwirkung den Weg der quasi renormierbaren effektiven Theorie mit spontaner Symmetriebrechung, so erhält man ebenfalls dynamische Paritätsverletzung, z.B. durch spontane Brechung der lokalen Eichgruppe $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ im Modell von Harari ²⁴⁾.

Solange man aber die Dynamik besonders in Theorien mit Confinement nicht kennt, bleibt die Paritätsverletzung unverstanden.

f17) oder sie binden überhaupt nicht

f18) experimentelles Limit für W_R : $W_R > 350 \text{ GeV}$ (vgl. 3) S. 158)

b) $g - 2$ Effekte

Wie gezeigt wurde³⁹⁾, erwartet man aufgrund des zusammengesetzten Charakters von Leptonen Korrekturen zum sehr genau bestimmten g -Faktor, wobei für das magnetische Moment $\mu = \frac{e}{2m} g \cdot s$ gilt. Betrachtet man z.B. ein Myon L , welches aus einem Fermion f und einem Boson χ besteht, so sollten Graphen der Art in Fig. 12 Beiträge zu $F_2(0) = (g-2) \frac{1}{2} = a$ liefern.

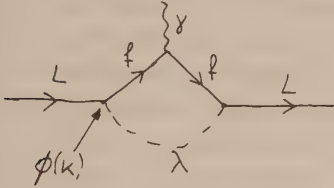


Fig. 12: Beitrag zum g -Faktor des Leptons L (k Viererimpuls des Fermions f)

Es zeigt sich, daß die Größe der Korrekturen sehr von den Annahmen über die Substruktur abhängt. So findet man für den Fall $m_\chi \gtrsim m_f \gg m_L$ eine Korrektur von $\delta a \sim O(m_L/\Lambda_f)$, für den Fall einer chiralen Symmetrie auf Preonniveau jedoch $\delta a \sim O(m_L^2/\Lambda_f^2)$ (z.B. im Haplonmodell oder im Schema von Greenberg²³⁾). Eine lineare Korrektur würde auf $\Lambda_f > 10^3$ TeV führen, was mit einer Theorie der verallgemeinerten schwachen Wechselwirkung unvereinbar wäre. Jedoch quadratische Korrekturen ergeben³¹⁾ $\Lambda_f \gtrsim 600$ GeV und sind deshalb mit $\Lambda_H = 100 \dots 200$ GeV verträglich, da Λ_f , die inverse Ausdehnung des Systems, nur von der Größenordnung Λ_H ist und die Annahme des Vertexfaktors $\phi(k)$ sehr von der Dynamik des gebundenen Zustandes abhängen dürfte. Ein weiteres, bisher unberücksichtigtes Problem ist, unabhängig von der Verteilung der Ladung zwischen Fermion und Boson und vor allen Korrekturen aus der Substruktur ein magnetisches Moment von einem Bohrschen Magneton (Diracwert) für das Elektron zu erhalten. Dies ist in allen Subquarkmodellen unklar.

c) Das Familienproblem

Das schwerwiegende Problem in Substrukturmodellen, das bis jetzt völlig ungelöst ist, und welches eine der Startpunkte für die Untersuchung von Substrukturen war, ist das Auftreten von 3 Generationen (Familien) von Quarks und Leptonen mit identischen Eigenschaften, was schwachen Isospin und Ladung betrifft. Es wurden viele verschiedene Lösungsvorschläge im Rahmen von Preonmodellen gemacht, jedoch sind alle unbefriedigend. Im

Folgenden sollen die wichtigsten Vorschläge dargestellt und kritisiert werden.

Es gibt zwei prinzipiell verschiedene Zugänge. Der Erste besteht darin, höhere Familien aus verschiedenen Bausteinen aufzubauen. Eine triviale Möglichkeit ist die Verwendung eines "Familon", welches die Quantenzahl der Familie trägt¹⁹⁾²⁰⁾. Eine raffiniertere Konstruktion ist das Modell von Harari und Seiberg²⁴⁾⁴⁰⁾, in dem die zweite und dritte Familie aus 5 Rishons besteht. In beiden Fällen jedoch ist eine beliebige Zahl von Familien möglich. Da man mit der Absicht angetreten ist, Quarks und Leptons aus möglichst wenigen elementaren Objekten aufzubauen, liegt es näher, die Familien als irgendeine Art von "Anregung" der 1. Familie zu verstehen²³⁾²⁸⁾⁴¹⁾. Radiale Anregungen führen im allgemeinen auf Energien von der inversen Ausdehnung des Systems (vgl. z.B. Atomphysik) (hier also $\Delta E \sim \Lambda_f \sim 100 \text{ GeV}$) und sollen nicht weiter betrachtet werden (für spezielle Potentiale, die u.U. dennoch geeignet wären vgl. 23)41)).

Eine andere Möglichkeit, die Familien zu erklären, wäre die Annahme von gluonischen Anregungen; z.B. sei im Haplonmodell das Myon $(\bar{\beta} \bar{y} h) \sim \mu^-$ (h ein QHD Gluon); analog $(\bar{\beta} \bar{y} h h) \sim \tau^-$ usw. Diese Form der Anregung liefert aber auch keine Begrenzung der Familien. Alle Arten von "Anregungen" müssen das folgende Hauptproblem lösen: Warum ist der Übergang $\mu \rightarrow e + \gamma$ abwesend? ($B(\mu \rightarrow e + \gamma) \lesssim 1,9 \cdot 10^{-10}$)⁴²⁾. Gibt es eine Auswahlregel, die diesen Übergang vom ersten angeregten Zustand in den Grundzustand verbietet?

Die letzte Möglichkeit, die hier erwähnt werden soll, ist die Spekulation, daß es sich bei den Familien nicht um eine Anregung im trivialen Sinn handelt, sondern um einen offenen, inneren Freiheitsgrad. Als Beispiel dafür sei festgestellt, daß man z.B. im Haplonmodell nach Bildung des gebundenen Zustandes immer noch die Freiheit hat, die Bezeichnung Fermion und Boson für die beiden Konstituenten zu vertauschen, was z.B. auf zwei Familien führen würde. Vielleicht ist es eine verallgemeinerte Form der Supersymmetrie zwischen Fermionen und Bosonen, welche die Familien erklärt.

d) Ausblick

Die in dieser Arbeit behandelten Möglichkeiten einer gemeinsamen Substruktur von Quarks, Leptonen und einigen (oder allen) der Bosonen, welche die Wechselwirkungen vermitteln, haben gezeigt, welche Vielfalt an Zugängen existiert. Obwohl es zunächst spekulativ erscheint, im gegenwärtigen Stand der Forschung wieder an Substrukturen der bis zu 10^{-16} cm als punktförmig³⁹⁾ erkannten Quarks und Leptonen zu denken, hat diese Arbeit dargestellt, daß es im Rahmen einer verallgemeinerten Theorie der schwachen Wechselwirkung durchaus möglich ist, daß bereits die nächste Runde von Experimenten am CERN (pp bzw. $p\bar{p}$ Experimente) bzw. das geplante LEP-Projekt eine Substruktur von Quarks und Leptonen freilegt.

Es ist offen, wieviele Substrukturen die Natur noch ineinandergebaut hat, bevor die Physik ihr Begriffssystem wieder ändern muß und der Teilchenbegriff sich auflöst. Nur das Experiment kann uns an diese neuen Grenzen im Mikrokosmos heranführen.

LITERATURVERZEICHNIS

1. Für einen Review siehe
H. Fritzsche, Chromodynamic Theory of Hadrons
Acta Physica Austriaca Suppl XIX 249 - 330 (1978)
2. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 1264 (1967)
A. Salam in: Elementary Particle Theory
Herausgeber: N. Svartholm (Almqvist and Fortlag, Stockholm 1968)
S. L. Glashow Nucl. Phys. 22 579 (1961)
3. H. Fritzsche, P. Minkowski,
Flavordynamics of Quarks and Leptons S. 46 - 56
(erscheint als Physics Report)
und darin enthaltene Literaturhinweise
4. S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani,
Phys. Rev. D 2 1285 (1970)
5. Für eine Klassifikation siehe M. Gell-Mann, P. Ramond, R. Slansky,
Rev. of Mod. Physics Vol. 50 Nr. 4 (1978)
Für die Gruppe SU(5) siehe z.B.
H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 438 (1974)
Für die Gruppe SO(10) siehe z.B.
H. Fritzsche, P. Minkowski, Ann. Phys. N.Y. 93 193
Für die Gruppe E_6 siehe z.B.
F. Gürsey, P. Ramond and P. Sikivie, Phys. Lett. 60 B 177 (1975)
Y. Achiman, B. Stech, Phys. Lett. 77 B 389 (1978)
6. A. Buras et. al. Nucl., Phys. B 135 66 (1978)
7. G. Mandelbaum, SU(5) Example for a Grand Unified Theory
Vortrag am MPI für Physik München, Februar 1980 (unveröffentlicht)

8. Siehe Literaturverzeichnis 6) und
M. Machacek, "The Decay Modes of the Proton"
Harvard University Preprint HUTP - 79/Ao21 (1979)
T. Goldman, D. Ross, "A new estimate of the proton lifetime"
Caltech Preprint 68 - 704 (1979)
9. Für Untersuchungen zum "Mass hierarchy problem" siehe
S. Weinberg, Harvard University Preprint HUTP-78/A060 (1978)
E. Gildener, Phys. Rev. 14 1667 (1976)
10. H. Georgi, H. R. Quinn, S. Weinberg,
Phys. Rev. Lett. 33 451 (1974)
11. T. Curthright, P. Freund,
Enrico Fermi Institute Preprint EFI/79/25 (1979)
C. Kim, C. Roiesnel, Preprint Centre de Physique de
l'Ecole Polytechnique A 378.0280 (1980)
Montvay, DESY Preprint 80/65
12. M. Gell-Mann, P. Ramond, R. Slansky,
in Proceedings of the Supergravity
Workshop at Stony Brook 79
Herausgeber: P. van Nieuwenhuizen, D. Freedman S. 315
13. M. Gell-Mann Vortrag am MPI für Physik, München im Februar 1980
14. L. Susskind,
SLAC Preprint SLAC-Pub 2142 (1978)
15. S. Dimopoulos, L. Susskind, Nucl. Phys. B 155 237 (1979)
16. P. Sikivie, CERN Preprint TH 2951
17. L. Susskind: Vortrag am DESY Workshop, Okt. 1980 (unveröffentlicht)
S. Dimopoulos, S. Raby, L. Susskind,
Stanford University Preprint ITP-664 (1980)

18. S. Raby, S. Dimopoulos, L. Susskind,
Stanford University Preprint ITP-653 (1979)
19. H. Terazawa, Phys. Rev. D 22 184 (1980)
20. J. Pati, A. Salam, I. Strathdee,
Phys. Lett. 59 B 265 (1975)
Neeman, Phys. Lett. 82 B 69 (1979)
J. Pati, "Magnetism as the Origin of Preonbinding" ICTP-Preprint
Phys. Publ. 80 - 170, April (1980)
Gatto, Casalbuoni, Geneve University Preprint
UGVA-DPT 04 - 236 (1980)
Barbieri, Maiani, Petronzio, CERN Preprint TH 2900 (1980)
21. M. Veltman Report: "The infrared-ultraviolet-connection"
University of Michigan (Okt. 1980)
M. Veltman, private Mitteilung zitiert in
J. Ellis, M. Gaillard, L. Maiani, B. Zumino, LAPP TH-15
Preprint und LAPP TH-16 (1980);
22. t' Hooft, Cargese Lecture Notes III (1979)
- 23) O. W. Greenberg, J. Sucher, University of Maryland
Publication Nr. 81-026 (1980) und Nr. 81-162 (1981)
R. Barbieri et. al., CERN Preprint TH 3089 (1981)
24. H. Harari, N. Seiberg, Weizmann Institute
Preprints WIS-80/37 Sept.-ph (1980) und WIS-48/80-Nov. ph (1980)
25. J. Pati, A. Salam, ICTP Preprint 80/180 (1980)
H. Harari, Phys. Lett. 86 B 83 (1979)
M. Shupe, Phys. Lett. 86 B 87 (1979)
H. P. Dürr, H. Saller, MPI für Physik München Preprint
MPI-PAE/PTh 14 (1981)
H. Jehle, Phys. Rev. D11 2147 (1975)

26. H. Terazawa et. al., Phys. Rev. D 15 1181 (1977)
27. J. Ellis et. al., siehe 21)
28. H. Fritzsch, G. Mandelbaum,
Phys. Lett. 102 B 319 (1981)
29. J. Bjorken, Phys. Rev. D19 335 (1979)
30. P. Q. Hung, J. J. Sakurai, Nucl. Phys. B 143 81 (1978)
31. L. F. Abbott, E. Farhi, CERN Preprint TH 3015 (1981) und
CERN Preprint TH 3057 (1981)
32. J. Bjorken, S. Drell;
Relativistische Quantenmechanik und
Relativistische Quantenfeldtheorie (BI Hochschultaschenbücher 98 und 101)
33. S. Bludman, Nuovo Cimento 9 433 (1958)
34. H. Fritzsch, P. Minkowski, Caltech Preprint Calt-68-492 (S 26) (1975)
35. D. Schildknecht, Preprint der Universität Bielefeld
BI-TP 81/12 (1981) und darin enthaltene Literaturhinweise
36. M. Gell-Mann, Phys. Rev. 179 1518 (1969)
R. Brown, K. Mikaelian, Phys. Rev. D 19 922 (1979)
37. Becher, Böhm, Joos; Eichtheorien Studienbücher S. 357 (1981)
38. A. De Rujula, CERN Preprint TH 2903 (1980)
39. S. Brodsky, S. Drell,
Phys. Rev. D 22 2236 (1980)
H. Lipkin, Fermilab Preprints Fermilab Conf. 81/25 THY und
Fermilab Pub-81/36 THY (1981)
G. Shaw, D. Silverman, R. Slansky,
Phys. Lett. 94 B 57 (1980)

40. H. Harari, N. Seiberg, Weizmann Institute Preprint
WIS-81/10 (1981)
41. H. P. Dürr, C. Kopper
MPI für Physik München Preprint MPI-PAE/PTh 6/81 (1981)
42. A. Van der Schaaf et. al., Nucl. Phys. A 340 249 (1980)

Danksagung:

Für wertvolle Diskussionen danke ich meinem Lehrer Prof. Dr. H. Fritzsche. Wichtige Anregungen für meine Arbeit erhielt ich auch von Prof. Dr. M. Gell-Mann während eines Aufenthalts am Caltech in Pasadena (USA). Dem Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München, danke ich für die Förderung dieser Arbeit durch ein Doktorandenstipendium. Für das Tippen des Manuskripts schulde ich Frau J. Plank Dank.

Lebenslauf:

Ich, Gerd Mandelbaum, wurde am 1. März 1955 in Nürnberg als Sohn des Kaufmanns Max Mandelbaum und der Hausfrau Anni Mandelbaum geboren. Von September 1961 bis September 1965 besuchte ich die Volksschule in Fürth in Bayern. Von Herbst 1965 bis Juni 1974 absolvierte ich das mathematisch, naturwissenschaftliche Hardenberggymnasium in Fürth in Bayern, wo ich am 22. Juni 1974 das Abitur ablegte. Im November 1974 begann ich das Studium der Physik (Diplom) mit Nebenfach Mathematik an der Universität Erlangen-Nürnberg. Im November 1979 schloß ich mein Studium dort mit dem Diplom für Physik ab. (Note: sehr gut). Meine Diplomarbeit hatte den Titel: "Parametrisierte Experimente zur Salam-Weinberg Theorie und neuere Modelle". Daran anschließend begann ich meine Promotion bei Prof. Dr. H. Fritzsche an der Universität München, die auch seitens des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik in München durch ein Doktorandenstipendium gefördert wird.

